

Neutronenphysikalische Simulationsrechnungen zur Proliferationsresistenz nuklearer Technologien

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Matthias Englert
aus Bad Neustadt an der Saale

Referent: Prof. Dr. Franz Fujara
Korreferent: Prof. Dr. Dieter H.H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 26. Mai 2009
Tag der Prüfung: 13. Juli 2009

Darmstadt 2009
D17

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative
Commons Lizenz: Namensnennung-Keine kommerzielle
Nutzung-Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland.
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>



*Gewidmet meiner Tochter Luna,
der Sonne meines Herzens,
und meiner über alles geliebten Frau Katja,
dem Stern meines Lebens.*

*Das Studium der Zahl und der zahlenhaften
Verhältnisse der Welt ist die Vorbedingung
zur Philosophie. Denn die Philosophie hat
mit dem, was wirklich ist, zu tun.
Boethius (5.-6. Jhdt n. Chr.)*

*Wer mit Ungeheuern kämpft, mag zusehn,
dass er nicht dabei zum Ungeheuer wird.
Und wenn du lange in einen Abgrund blickst,
blickt der Abgrund auch in dich hinein.
– Friedrich Nietzsche –
Am Vorabend des 20. Jahrhunderts.*

Executive Summary

Since the dawn of the nuclear age nuclear technologies were used for civil and military purposes, to produce weapon relevant material and civil nuclear energy, to explore warhead designs and the foundations of physics. The related infrastructure of material, technical artifacts and know-how is intrinsically ambivalent to nuclear proliferation.

This thesis analyzes the proliferation resistance of different nuclear technologies. In the beginning of the thesis the concept of proliferation resistance is explained and criteria for the relative resistance of nuclear technologies are given. In the following three case studies are conducted: the investigation of the conversion of research reactors from the use of highly enriched uranium (HEU) to the use of low enriched uranium (LEU), the analysis of the proliferation potential of future commercial fusion power plants and the proliferation resistance of spallation neutron sources (SNS).

For all cases, computer based simulation programs are used. The neutron transport calculations are conducted with MCNPX, while for burnup calculations three codes are used: MCODE, CINDER90 and an advanced version (MC²MATH) of the Mathematica burnup and MCNP coupling software MCMATH, developed at our group. Additionally a variety of Mathematica notebooks have been written in a general form for the different cases investigated, usable for other applications as well.

One major part of the thesis investigates the potential of monolithic Uranium-Molybdenum (UMo) fuel for the conversion of the german research reactor FRM-II in Munich. First, recent developments in the fuel development programs for the investigation of monolithic and dispersed UMo-fuel are discussed.

The conversion is very challenging. To meet the conversion requirements of a maximized flux, a minimized enrichment, and an attractive cycle length, a broader parametric study is done for the re-design of the fuel element using high density monolithic UMo-fuel. The variations of fuel element and fuel plate parameters (meat, cladding and cooling channel thickness, height, transition radius) show the potential of monolithic UMo fuel to find a possible LEU fuel element. Two preliminary LEU options are identified as starting points for further optimization. Both options give a reduced flux at the maximum flux position of more than -15% LEU 1 and -16% LEU 2, -14% and -15% at the position of the cold source respectively. The flux losses can be reduced by a marginal increase in power of 10% from 20 to 22 MW, so that the loss is only

-7% for LEU 1 (-8% LEU 2). At the position of the cold source the losses reduce to -4% for LEU 1 (-6% LEU 2). Burnup calculations show that the cycle length of the 20 MW LEU options can reproduce the achievable cycle length of currently 60 days. The 22 MW options have a higher burnup, so that the cycle length reduces and give an additional penalty of -4% for the performance.

A subsequent detailed analysis of the option LEU 1 (20 MW) with a new model of the core including most of the moderator tank installations shows, that the calculations with inclusion of the experimental equipment have a different burnup performance than without. At end of life the LEU 1 core model has more reactivity left in the core than in the HEU reference model. This would allow for a longer cycle length which brings an additional performance gain of about 4%. The analysis of the flux in the cold source reveals that the time dependence of the flux profile in the cold source during burnup of the HEU reference model vanishes for LEU 1. At a burnup of 10 days the flux difference between the HEU reference model and the LEU 1 core model is 9% in the center of the cold source and increases during burnup due to the control rod movement to reach 13% at a burnup of 50 days. The axial flux profile shows that the flux loss is bigger in the lower regions of the moderator tank affecting the lower experimental positions with 15-20% losses comparing the HEU reference model and LEU 1. At the entrance of the neutron guide NG-5b, which is modeled as an example, there are statistically no significant changes in flux intensity during burnup for LEU 1. The total flux difference at 10 days burnup between HEU reference and LEU is 10% and increases to 17% at 50 days. The flux losses depend on the wavelength with about 9% loss in the maximum intensity at about 1 \AA and losses of 5-15% for longer wavelengths.

The analysis shows that it might be possible to find LEU options for the conversion of FRM-II by using monolithic fuel together with core design changes although LEU 1 and 2 can not be considered as directly realizable. For a final optimization one has to wait for the qualification and then available specifications of monolithic fuel. Further investigations of the power performance and thermohydraulic behavior have to show, whether important safety parameters can be kept or which margins can not be violated.

The case study of the proliferation potential of a fusion power plant investigates the 2006 published model A of the power plant conceptual study (PPCS-A) of the European Fusion Development Agency (EFDA). Published design information and results from precursor studies in our group are used to model the MCNP geometry of this water cooled reactor concept, which uses a liquid lead-lithium eutectic as breeding material.

To analyze the plutonium breeding potential of PPCS-A the breeding eutectic is replaced by different volume fractions of natural uranium. The maximum volume fraction is limited by the additional release of fission power in the blanket zone and due to

less lithium inventory and by parasitic neutron capture of uranium reducing the tritium breeding ratio in the reactor. The maximum possible volume fraction identified is about 1 vol% for the total reactor and for single blankets near to the plasma. Individual blankets which are located farther from the plasma can be loaded with more than 10 vol% uranium. The plutonium production rates for the total reactor are quite high reaching several hundreds of kilogram, but even for a single blanket near to the plasma volume fractions of 0.1% are sufficient to produce several kilograms of plutonium per year and available irradiation time. The isotopic vector shows that after one year burnup (0.01 vol%) the produced plutonium consists to 99% of the isotope Pu-239, which is supergrade weapons plutonium. After five years plutonium produced in blankets with high burnup still consists of over 90% Pu-239 which is still excellent for weapons purposes.

Assessing different realistic breeding strategies one has to know that the solubility of uranium in liquid lead is limited for the typical working temperatures in the reactor. Productions rates for these concentrations are hardly interesting for an actor and a clandestine not optimized production is not very likely. Strategies to implement a solid state breeding element in the blanket are more attractive. Although blankets farther away from the plasma have lower production rates, the lower power densities allow to implement bigger structures and have better conversion rates than blankets near to the plasma.

Civil tokamak fusion research today is clearly aiming at a civil future energy program today. But as fusion reactors pose a proliferation risk, it would be advisable to think about extrinsic and intrinsic proliferation resistance measures for the future design of such a facility as early as possible. As the technology is still in development there is sufficient time to implement such measures and gain first experiences.

Spallation neutron sources became a relevant alternative to reactor based options for neutron production in the recent years. The case study of spallation neutron sources analyzes the principal proliferation potential by breeding of plutonium and other weapon usable materials like uranium-233 or tritium. Simulations are calculated for the material production in dependency of relevant facility parameters (accelerator current and proton energy). First, different maximum scenarios are computed where the proton beam of the SNS hits a spherical uranium or thorium target. A discussion of more realistic production scenarios follows assuming a cylindrical target. The size of the cylindrical targets is varied and the spallation target can be identical to the breeding blanket for material production or arranged separated from it. Burnup calculations reveal that almost exclusively plutonium-239 is produced (>99%) for a burnup of one year, which means plutonium of highest weapon quality. Finally, four concrete production scenarios are analyzed: 1. A SNS for research purposes gets converted, so that plutonium is produced by direct proton radiation of an uranium target or the beam dump. 2. Inside a SNS for research purposes additional production blankets are placed near the target or at the end of one beamtube. 3. Set up of a simple production facility

consisting of an accelerator and an uranium target. 4. Sophisticated production facility with breeding blanket separated from the spallation target, with the possibility to convert the facility into a subcritical reactor.

Of all scenarios only the use of a beam tube (second scenario) seems to be irrelevant. All other scenarios offer the possibility to produce more weapon relevant material (Pu-239, U-233) beyond the threshold of significance (0.5kg/a) and up to several ten kilograms per year of available beam time. In some scenarios (especially scenario 4), this also applies to relatively small accelerator facilities. Facilities designed and built to produce plutonium are those with the highest proliferation potential (scenario 3 and 4). Instead of plutonium significant amounts of other weapon relevant materials (uranium-233 from thorium-232, tritium from lithium or helium-3) could be produced. The possible production rates increase with the expectable technological development, in particular there is a linear dependency to the increase in accelerator currents.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Proliferationsresistenz	9
2.1. Kernwaffenrelevante Materialien	9
2.2. Zum Konzept Proliferationsresistenz	15
2.2.1. Extrinsische Maßnahmen und Safeguards	16
2.2.2. Intrinsische Maßnahmen	17
2.2.3. Kriterien	18
2.3. Umrüstung von Forschungsreaktoren	20
2.4. Neutronenproduzierende Technologien - Fusion und Spallation	22
3. Methodik und eingesetzte Codesysteme	25
3.1. Neutronentransport und Abbrandgleichung	25
3.1.1. Das Programm MCNPX	27
3.1.2. Verwendete Abbrandroutinen	29
3.1.3. Durchführung der Abbrandrechnung	31
3.1.4. Bestimmung des totalen Flusses und Normierungskonstanten	33
3.1.5. Energieabhängige Wirkungsquerschnitte	36
3.1.6. Statistische Genauigkeit	37
4. Umrüstung von Forschungsneutronenquellen - FRM-II	43
4.1. Vorgeschichte und Stand der Umrüstungsmöglichkeiten des FRM-II	43
4.1.1. Aktuelle Brennstoffentwicklung	44
4.1.2. U-Mo Dispersionsbrennstoffe	45
4.1.3. Monolithischer UMo-Brennstoff	51
4.2. Kriterien der Optimierung einer Umrüstung	55
4.3. Reaktorbeschreibung und MCNPX HEU Referenzmodell	58
4.3.1. Brennelement	58
4.3.2. Regelstab mit Borring	62
4.3.3. Moderatortank und Moderatortankeinbauten	64
4.4. Verwendete Computercodes und Mathematica Routinen	70
4.4.1. Mathematica Brennelement Setup	70
4.4.2. MCNPX2.6 und die CINDER90 Abbrandroutine	73
4.4.3. EOL Kriterien	75

4.4.4.	Adaptives Zellgitter (ACS)	76
4.4.5.	Automatisierte Regelstabbewegung während des Abbrandes . .	78
4.5.	Umstellungsrechnungen	81
4.5.1.	Monolithischer UMo-Brennstoff in gegenwärtig verwendeter HEU-Geometrie	81
4.5.2.	Versuchsweise Maßnahmen zur Erhöhung der Anfangsreaktivität	81
4.5.3.	Parameterstudie für LEU Einsatz	89
4.5.4.	Zusammenfassung der Parameterraumstudie	96
4.6.	Auswirkung von Zykluszeitveränderungen auf die Gesamtperformance .	104
4.7.	Zwei LEU-Varianten	107
4.7.1.	Optimierung des Leistungsprofils	108
4.7.2.	Ergebnis für die Untersuchung von LEU1 und LEU2	110
4.8.	Detailuntersuchungen zu LEU 1	112
4.8.1.	Einfluss der Moderatortankeinbauten auf die Zykluslänge	112
4.8.2.	Einfluss der Moderatortankeinbauten auf den Fluss	113
4.8.3.	Einfluss der Bewegung des Regelstabes	117
4.8.4.	Fluss am Neutronenleiter	122
4.9.	Zusammenfassung	125
5.	Fusionsleistungsreaktor	129
5.1.	Das Fusionsreaktorkonzept PPCS-A	130
5.2.	MCNP Modellierung	132
5.2.1.	Vorgängermodelle	132
5.2.2.	MCNP Modell von PPCS-A	135
5.2.3.	Definition der Neutronenquelle	140
5.2.4.	Leistungsbelastung der ersten Wand	144
5.2.5.	Flussprofil und Energiespektren	146
5.2.6.	Tritiumproduktion	151
5.2.7.	Leistungsdeponierung	153
5.3.	Berechnung einer möglichen Plutoniumproduktion	157
5.3.1.	Plutoniumproduktionspotential	157
5.3.2.	Abbrand und Isotopenvektor des erzeugten Plutoniums	166
5.3.3.	Realistische Beimengungsstrategien	168
5.4.	Zusammenfassung	171
6.	Spallationsneutronenquellen SNQ	179
6.1.	Verbreitung von Spallationsneutronenquellen und Beschleunigerentwick- lung	179
6.2.	Spallationsprozess	185
6.3.	Vergleich der Simulation mit Experimenten	188
6.4.	Produktion kernwaffenrelevanter Materialien	194
6.5.	Produktion von Plutonium und Uran-233	199
6.5.1.	Maximale Produktion	199

6.5.2. Abschätzung realistischer Targets mit Zylindergeometrie	199
6.5.3. Abbrandrechnungen	205
6.5.4. Tritiumproduktion	205
6.6. Klassifikation von Produktionsszenarien	206
6.7. Zusammenfassung	210
7. Zusammenfassung	213
7.1. Umrüstung von Forschungsreaktoren	213
7.1.1. Empfehlungen	214
7.2. Fusionsleistungsreaktoren und Spallationsneutronenquellen	215
7.2.1. Fusionsleistungsreaktoren	215
7.2.2. Spallationsneutronenquellen - SNQ	216
7.3. Empfehlungen zu Spallation und Fusion	217
A. Ablaufschema des Shellscripts sshrun	219
B. MC²MATH Inputfile	223
C. Angaben der verwendeten Nuklide in MC²MATH	227
D. Input-Deck für das MCNP Modell von PPCS-A	233
E. Berechnung der Nuklidzusammensetzungen - Das Notebook Material-Composition	245
F. Spallationsneutronenquellen	249
G. Verwendete Optionen der Spallationssimulation in MCNPX	253
H. Safeguards in Spallationsneutronenquellen	255
I. Vergleich des Plutoniumproduktionspotential in Spaltreaktoren, Fusionsreaktoren und Spallationsneutronenquellen	259

1. Einleitung

Seit der Geburtsstunde des nuklearen Zeitalters im Zweiten Weltkrieg wurden neue nukleare Technologien für militärische und zivile Zwecke entwickelt, um einerseits kernwaffenrelevantes Material für Waffen und andererseits Energie für zivile Zwecke zu produzieren, um neue Kernwaffendesigns zu erfinden und die Grundlagen der Physik zu erforschen. Die entstandene Infrastruktur aus Materialien, Technologien und Wissen ist zutiefst ambivalent.

Die Dual-Use Problematik nuklearer Technologien wurde sehr frühzeitig wie im Atchinson-Lilienthal Report von 1946 erkannt [Barnard, 1946] und es wurde, etwa durch die Gründung der Internationalen Atomenergieorganisation (IAEO) 1956 und die Anwendung von anlagenspezifischen Überwachungsmassnahmen (Safeguards), versucht das Problem frühzeitig in den Griff zu bekommen. Obwohl schon der Atchinson-Lilienthal Report Zweifel enthält, ob ein nationales Safeguardsystem wirksam das Proliferationspotential eindämmen kann, wurde jedoch durch den Enthusiasmus für Nuklearenergie in den 1950er und 1960er Jahren weltweit ein Weg zum Zugriff auf Nuklearwaffen eröffnet, da kernwaffenrelevantes Material als auch Produktionstechnologien weltweit verbreitet wurden z.B. durch das Atoms for Peace Programm.

Erst 1970 trat der Nukleare Nichtverbreitungsvertrag (NVV) in Kraft und es wurde ein international bindendes System der Nichtverbreitung etabliert. Die Struktur des Vertrages ist asymmetrisch und enthält im Kern eine Übereinkunft, dass Kernwaffenstaaten abrüsten (Artikel VI) und Staaten, die noch keine Kernwaffen besitzen auf diese Option verzichten und weder sich noch andere bewaffnen, jedoch legitim nukleare Technologien im zivilen Bereich nutzen und entwickeln dürfen (Artikel IV), solange Safeguards der IAEO auf spaltbares Material beachtet werden.

Fast 20 Jahre nach dem Ende des Kalten Krieges und der bipolaren Weltaufteilung sind viele der Hoffnungen, die auf den Anbruch einer neuen Zeit bezüglich der Abrüstung der Kernwaffen gesetzt haben, nicht in Erfüllung gegangen. Heutzutage ist die Erfüllung der Verpflichtungen der Vertragspartner in der Diskussion und unterminiert damit die Grundfesten des Vertrages. Dies betrifft einerseits die Abrüstungsverpflichtung der Kernwaffenstaaten. Andererseits wird gerade die Rolle von besonders sensitiven nuklearen Technologien, wie die Abtrennung von Plutonium und Nutzung in separierter Form und die Anreicherung von Uran und Nutzung in hochangereicherter Form, als hoch problematisch eingeschätzt. Trotzdem ist die Nutzung auch dieser

Technologien nach Artikel IV des NVV erlaubt und einige Staaten fordern dieses „unveräußerliche“ (inalienable) Recht ein. Es besteht daher ein inhärenter Widerspruch zwischen Technologieverbreitung und Technologiekontrolle, der aus der ambivalenten Natur vieler Nukleartechnologien gespeist wird. Der IAEA Generaldirektor Mohammed El Baradei prägte für Staaten im Besitz solcher ambivalenter Technologien den Begriff „Virtueller Kernwaffenstaat“ [Baradei El, 2005], worunter etwa 40 Staaten zu zählen wären.

Aus dieser Problemlage heraus stellt sich für einen verantwortbaren Umgang mit nuklearen Technologien die Aufgabe, bereits vorhandene Bestände an nuklearwaffenrelevanten Materialien und ihre zivile Nutzung zu reduzieren und zivile nukleare Technologien so zu gestalten, dass ihr ziviler Gebrauch bei gleichzeitig möglichst großer Ferne zu einer denkbaren Anwendung für militärische Zwecke möglichst ist. Das Konzept der Proliferationsresistenz (Kapitel 2.2) ist in besondere Weise dazu geeignet, bestimmte Kriterien an die Hand zu geben, sowohl das Proliferationspotential als auch die relative Proliferationsresistenz einer Technologie gegenüber einer anderen bzw. zwischen verschiedenen technologischen Alternativen zu untersuchen.

Die grundlegende Physik und die Methodik, die für die Untersuchungen verwendet wurde, wird in in aller Kürze in Kapitel 3 vorgestellt. Zum Einsatz kamen verschiedene Programme zur Berechnung des Neutronentransports, wie das Programmpaket MCNPX. Zur Berechnung des Abbrandes, werden MCODE und CINDER90 eingesetzt, sowie eine Weiterentwicklung (MC²MATH) der in der Arbeitsgruppe des Autors entwickelten, auf Mathematica basierten Abbrandroutine MCMATH [Pistner, 2006]. Eine Reihe von unterstützenden Mathematica-Routinen wird in den Folgekapiteln vorgestellt.

Als Fallbeispiel werden in dieser Arbeit gegenwärtig bereits genutzte, aber auch zukünftig mögliche Technologien herangezogen. Im Falle der Nutzung von hochangereichertem Uran in Forschungsreaktoren wurde erst nach Einführung und Verbreitung der Technologie die Kehrtwende Ende der 1970er Jahre eingeläutet. Die bestehende Reaktorflotte wurde und wird noch aufwändig umgerüstet und bis auf wenige Ausnahmen kam es zu keinem Neubau. Unter den Ausnahmen ist der Forschungsreaktors München II das prominenteste Beispiel (Kap. 4). Trotz vielerlei Warnungen wurde der Reaktor in den 1980er und 1990er Jahren für einen HEU Einsatz ausgelegt und schließlich gebaut, mit der Folge, dass der so errichtete Reaktor nun umgerüstet werden muss. Die Umrüstung ist sehr herausfordernd und kann nur durch die Entwicklung neuartiger Uran-Molybdän Brennstoffe hoher (sog. Dispersionsbrennstoffe) und höchster Dichte (sog. monolithische Brennstoffe) überhaupt erfolgen. Für das Auffinden möglicher Umrüstungsvarianten spielt dabei in dieser Untersuchung das Proliferationsresistenzkriterium einer möglichst niedrigen Anreicherung eine ebenbürtige Rolle neben anderen, wie z.B. der wissenschaftlichen Nutzbarkeit. Zum Auffinden einer geeigneten Umrüstungsvariante des FRM-II werden umfangreiche Parameterstudien für verschieden Brennelementgeometrien durchgeführt und zwei erfolgversprechende Optionen ausgesucht,

die mit niedrigangereichertem Uran auskommen und als Ausgangspunkt für weitere Optimierungen dienen könnten. Die Auswirkungen einer dieser Optionen auf die wissenschaftliche Nutzbarkeit wird dann noch detaillierter im Vergleich zum derzeitigen HEU-Design des Reaktors untersucht.

Als zweites Beispiel dient die Zukunftstechnologie eines kommerziellen Fusionsleistungsreaktors. Um nicht die Fehler der Vergangenheit mit anderen Technologien zu wiederholen, sollte gerade jetzt, in der Frühphase der Fusionstechnologieentwicklung, das Augenmerk ebenso auf dem möglichen Proliferationspotential eines solchen Reaktors liegen, um mögliche Kontrollmassnahmen zu etablieren und Gestaltungsspielräume der Technologie ausnutzen zu können. Fusionsreaktoren verwenden nicht nur eine große Menge an Tritium, das für die vertikale Proliferation, die Weiterentwicklung von Kernwaffen, relevant ist. In Kapitel 5 wird vor allem die Möglichkeit berücksichtigt, einen solchen Reaktor auch zum Brüten von Plutonium einzusetzen. Das 2006 veröffentlichte Fusionsreaktorkonzept PPCS-A (Power Plant Conceptual Study) [Maisonnier et al., 2005] wurde zum Anlass genommen, mit der dort vorgestellten Reaktorgeometrie ein MCNP Modell zu entwickeln und Potentialanalysen für eine mögliche Plutoniumproduktion und deren Isotopenzusammensetzung durchzuführen. Es werden verschiedene mögliche Brutstrategien betrachtet und mögliche Produktionsweisen für Plutonium identifiziert, indem in den Brutbereichen des Reaktormodells zu bestimmten Volumenanteilen Uran in den die Blei-Lithium Legierung gemischt wird. Zuletzt wird andiskutiert, welche der Brutstrategien realistischerweise durchgeführt werden kann.

Das dritte Beispiel betrifft die Technologie der Spallationsneutronenquellen, die sich in den letzten Jahrzehnten aufgrund der Fortschritte in der Beschleunigerentwicklung zu einer ernstzunehmenden Konkurrenztechnologie für die reaktorgestützte Produktion von Neutronen etabliert hat (Kapitel 6). Es wird mit Hilfe der MCNPX Simulation des Protonenbeschusses von Urantargets der Frage nachgegangen, welche Betriebsparameter von Spallationsneutronenquellen für die Produktion von Plutonium, Uran-233 und Tritium relevant werden können. Zunächst wird ein Abgleich der Simulation mit einigen wenigen Experimenten durchgeführt, um die Güte der Simulation einschätzen zu können. Im Anschluss wird mit einer kleinen Parameterstudie mit einfachen Zylindergeometrien das Produktionspotential von Spallationsneutronenquellen abgeschätzt. Die so gewonnenen Zahlen werden in einer Szenarienanalyse verwendet, um eine grobe Einschätzung der Relevanz des Proliferationspotentials für verschiedene Brutstrategien in verschiedenen Anlagentypen zu gewinnen.

Die wesentlichen Aussagen der Kapitel werden noch einmal in Kapitel 7 zusammengefasst und Empfehlungen für einen zukünftigen Umgang mit den Technologien der drei Fallbeispiele ausgesprochen.

2. Proliferationsresistenz

Der Zugang zu Kernwaffen ist aufgrund der hohen technologischen Hürde nur mit entsprechendem Aufwand möglich. Die Haupthürde ist heute - mehr als sechs Jahrzehnte nach der Konstruktion der ersten Atomwaffe - vor allem der Zugriff auf ausreichende Mengen an kernwaffenrelevanten Nuklearmaterialien und weit weniger die Konstruktion eines funktionsfähigen Kernsprengkörpers. Die Beschaffung des nuklearen Spaltstoffes ist gewissermaßen das entscheidende Nadelöhr, durch das staatliche oder substaatliche Akteure gehen müssen, bevor sie mit dem Bau eines Kernsprengkörpers beginnen können.

Die Kontrolle der Materialbeschaffung stellt daher auch die effektivste Eingriffsmöglichkeit dar, um den Zugang zu Kernwaffen zu erschweren bzw. unmöglich zu machen (vgl. z.B. [Bunn und Wier, 2006; IPFM, 2006]). Gefahren gehen dabei einerseits von bereits bestehenden zivilen und militärischen Mengen kernwaffenrelevanten Materials und deren Nutzung im militärischen aber vor allem im zivilen Bereich aus (ein Überblick findet sich in [Englert und Pistner, 2008a]), andererseits von bereits existierenden und zukünftigen Technologien, die zur Produktion der Materialien geeignet sind.

2.1. Kernwaffenrelevante Materialien

Die gängigen kernwaffenrelevanten Materialien sind im Zusammenhang mit der Weiterverbreitung (horizontale Proliferation) hochangereichertes Uran (highly enriched uranium - HEU) und Plutonium. Im Zusammenhang mit der Weiterentwicklung von Kernwaffen in fortgeschrittenen Waffenprogrammen (vertikale Proliferation) ist Tritium von besonderem Interesse. Darüber hinaus ist auch das Uranisotop U-233 als Explosivstoff für den Einsatz in einer Kernwaffe geeignet.¹

Die Standing Advisory Group on Safeguards Implementations (SAGSI) der Internationalen Atomenergieorganisation (IAEO) definierte 1977 eine „significant quantity“ als Masse an spaltbarem Material, die ausreichend wäre zum Bau einer einfachen Waffe

¹Im Rahmen der „Teapot“ Testserie auf der Nevada Testsite wurde am 15. April 1955 eine gemischte U-233/Plutonium Bombe mit einem Yield von 22 kt gezündet (www.nuclearweaponarchive.org), darüberhinaus gibt es Vermutungen über weitere Tests mit U-233 [Cochran, 1984; IPFM, 2006].

der ersten Generation (Implosionstyp), und berücksichtigt hierbei auch Materialverluste bei der Herstellung. Als signifikante Mengen werden 8 kg Plutonium und 25 kg hochangereichertes Uran (ca. 90% U-235) und 8 kg U-233 zugrundegelegt. Fortgeschrittenere Waffendesigns benötigen jedoch weitaus weniger spaltbares Material. Schon eine Menge von 4-5 kg Plutonium bzw. U-233 oder etwa 12 kg HEU reicht aus, um einen Nuklearsprengkopf zu bauen [Cochran und Paine, 1995]. Für Tritium gibt es noch kein internationales Kontrollregime. Wenige Gramm dieses Wasserstoffisotops reichen jedoch aus, die Effizienz einer Kernwaffe der 1. Generation durch Erhöhung der Spaltausbeute stark zu verbessern (Booster-Bombe) [Kalinowski, 2004].

Safeguardsmaßnahmen durch die IAEA für Mitglieder des nuklearen Nichtverbreitungsvertrags treten ab Mengen von einem effektiven Kilogramm spaltbaren Material (Pu, LEU, HEU) in Kraft. Als effektives Kilogramm zählt für Plutonium in allen Isotopenzusammensetzungen 1 kg. Für Uran mit einer Anreicherung $>1\%$ wird das Gewicht des Materials mit dem Quadrat seines Anreicherungsgrades multipliziert (z.B. 25 kg 20% LEU sind 1 effektive Kilogramm). Für Uran mit einer Anreicherung zwischen 0.5 und 1% können Mengen unter 10 t, für abgereichertes Uran ($<0.5\%$) und Thorium können 20 t von Safeguards ausgenommen werden. Was Produktionsraten von Reaktoren angeht, so sind Safeguardsmaßnahmen nach den alten anlagenspezifischen Safeguards (INFCIRC/66) und für Mitglieder des Additional Protocol (INFCIRC/540) schon ab einer Produktionsmenge von 100 g/a Pu vorgesehen. Die „Consolidated Trigger List“ des Zangger Committees (INFCIRC/209, Rev. 2)² erfordert die Meldung des Exports von „Source material“, wie natürliches Uran und Thorium hier genannt wird, innerhalb von 12 Monaten. Ausgenommen von der Meldepflicht sind Mengen unter 500 kg Natururan, unter 1 t abgereichertes Uran und unter 1 t Thorium, die für nichtnukleare Zwecke genutzt werden, soweit dies zufriedenstellend von der jeweiligen Regierung so festgestellt wurde. Der Export von „special fissionable material“ (Pu-239, angereichertes U-233 oder U-235) muss ab einer Menge von 50 effektive Gramm gemeldet werden, Plutonium mit einer Isotopenzusammensetzung mit $>80\%$ Pu-238 ist nicht meldepflichtig.³

Bezüglich der Waffentauglichkeit verschiedener Isotopenzusammensetzungen ist Fol-

²Die Mitgliederliste umfasst 37 Staaten (Nov. 2008. Argentina, Australia, Austria, Belgium, Bulgaria, Canada, China, Croatia, Czech Republic, Denmark, Finland, France, Germany, Greece, Hungary, Ireland, Italy, Japan, Kazakhstan, Republic of Korea, Luxemburg, The Netherlands, Norway, Poland, Portugal, Romania, Russian Federation, Slovakia, Slovenia, South Africa, Spain, Sweden, Switzerland, Turkey, Ukraine, United Kingdom and United States of America. (<http://www.zanggercommittee.org>)

³Zu Safeguards siehe auch Anhang H. In den Richtlinien nach INFCIRC255(Rev.3) (Physical Protection of Nuclear Materials) werden drei Kategorien von Materialien benannt, die unterschiedlicher Maßnahmen zu ihrer Sicherung bedürfen. Für unbestrahltes Plutonium ist das: Kategorie I: $> 2\text{kg}$, Kategorie II: $>500\text{g}$, Kategorie III $> 15\text{g}$. Für Uran mit $>20\%$ Anreicherung U-235 I: $>5\text{ kg}$, II: $> 1\text{ kg}$, III: $>15\text{g}$. Für Uran mit 10 bis 20% Anreicherung U-235 I: –, II: $> 10\text{ kg}$, III: 1 bis 10 kg. Für Uran mit $<10\%$ Anreicherung U-235 I: –, II: –, III: $>10\text{ kg}$. Für Uran-233 I: $> 2\text{ kg}$, II: $>500\text{ g}$, III: $>15\text{ g}$.

gendes zu sagen. Plutonium ist in allen seinen Isotopenzusammensetzungen, ob speziell für Waffenzwecke produziert (Waffenplutonium WPu mit typischerweise 93% Pu-239)⁴ oder in Leistungsreaktoren mit großen Abbränden (Reaktorplutonium RPu mit höheren Anteilen an geraden Pu-Isotopen vor allem Pu-240)⁵, im Prinzip waffentauglich [Bloom, 1985; Kankeleit et al., 1989; Mark, 1993].⁶ Es ist lediglich eine Frage des technischen Könnens eines Akteurs und des militärischen (evtl. auch terroristischen) Einsatzszenarios, welche Isotopenzusammensetzung für den Bau einer Bombe zu hohe Ansprüche stellt.

Mit höheren Anteilen an geraden Isotopen erhöht sich der Neutronenhintergrund und damit die Wahrscheinlichkeit in der Kompressionsphase der Implosionswaffe die Kettenreaktion nicht optimal zu starten. Dies hat im ungünstigsten Fall immer noch einen Yield von einigen 100 t TNT Äquivalent zur Folge [Kankeleit et al., 1989]. Dies mag für präzise militärische Waffen in einem Abschreckungsszenario nicht geeignet sein, für ein Land, das sich allein durch den Besitz einer Atomwaffe Vorteile verspricht oder für substaatliche Gruppen kann es akzeptabel sein.⁷ Die kritischen Massen von Pu in allen Isotopenzusammensetzungen weicht aufgrund der fast identischen Spaltquerschnitte für schnelle Neutronen nur um wenige Kilogramm voneinander ab (Tab. 2.1).⁸

Die Wärmerate ist hauptsächlich durch den Anteil an Pu-238 in der Isotopenmischung bestimmt. Durch höhere Anteile an Pu-238 erhöhen sich daher die Kühlnotwendigkeiten in einer Kernwaffe um thermisch sensitive Komponenten zu schützen. In [Mark, 1993] kommt der Autor jedoch zum Schluss, das selbst mit einfachen Wärmeleitern (Heat-Pipes) die Wärme nach außen abgeführt werden kann. Allerdings werden durch jede Asymmetrie der Sprenganordnung auch die Ansprüche an die Sprengtechnik höher, um eine ausreichend symmetrische Kompression des Sprengkopfes durchzuführen. In [Heising-Goodman, 1980] wurden erste explizite Berechnungen zur Wärmeentwicklung und Auswirkungen auf die Sprengstoffe diskutiert. In [Kessler, 2006, 2007] wird die Frage der sogenannten Denaturierung durch Beimischung von Pu-238 wieder aufgegriffen und eine Beimischung von 6-8% Pu-238 Beimischung als herausfordernd für einen Waffenbau benannt, allerdings bleibt die Frage, wie hoch eine Beimischung sein muss und welches Proliferationsszenario ausgeschlossen werden kann nach wie vor of-

⁴Pu-238 0.1 %, Pu239 93.82 %, Pu240 5.8%, Pu-241 0.13%, Pu-242 0.02% [Pistner, 2006].

⁵Pu-238 1.8 %, Pu239 59 %, Pu240 23%, Pu-241 12.2%, Pu-242 4% [Pistner, 2006].

⁶Das Department of Energy (DoE) der USA hat mehrfach verlauten lassen, dass ein oder mehrere Tests mit Reaktorplutonium mit Reaktoruran durchgeführt worden seien [Pellaud, 2002]. Allerdings wird in [Pellaud, 2002] gezeigt, dass dies wohl nur 12% Pu-240 enthielt und damit weniger als bei typischen Abbränden in Leichtwasserreaktoren.

⁷Im Fall von Nord Korea kann darüber spekuliert werden, dass die Waffe eventuell aus Reaktorplutonium hergestellt wurde, und der niedrige Yield daher auf höhere Wahrscheinlichkeiten für eine Frühzündung zurückzuführen ist.

⁸Weitere Details zur Waffentauglichkeit verschiedener Plutoniumisotopenvektoren sind in [Pistner, 2006] dargestellt.

Isotop	Halbwertszeit [a]	Neutronenrate [N/sec/kg]	Wärmerate [W/kg]	Krit Masse [kg]
Pu-238	8.774e+1	2.67e+6	5.60e+1	1.0e+1
Pu-239	2.411e+3	2.18e+1	2.0e+0	1.02e+1
Pu-240	6.563e+3	1.03e+6	7.0e+0	3.68e+1
Pu-241	1.435e+1	4.93e+1	6.4e+0	1.29e+1
Pu-242	3.750e+5	1.73.e+6	1.2e-1	8.9e+1
U-232	6.890e+9			
U-233	1.592e+5	1.23e+0	2.81e-1	1.62e+1
U-235	7.038e+8	3.64e-1	6e-5	4.75e+1
U-238	4.468e+9	1.1e-1	8e-6	inf.
WPu		5.3e+1	2.5e+0	1.051e+1
RPu		3.24e+2	1.33e+1	1.323e+1

Tabelle 2.1.: Kernphysikalische Daten verschiedener Spaltisotope [Pistner, 2006; TOPS, 2000].

fen.⁹¹⁰ Die Waffenverwendbarkeit kann zwar nicht prinzipiell ausgeschlossen werden. Es kann jedoch gelten, dass eine deutliche Erhöhung des Pu-238 Gehalts im Brennstoff eine Erhöhung diverser Barrieren gegen einen Zugriff und damit eine gewisse Erhöhung der Proliferationsresistenz bedeuten.

Im Falle des Uranisotops U-235 ist es für den Einsatz in einer Kernwaffe notwendig, den Anteil von 0.711% U-235 des in der Erdkruste vorhandenen Urans durch Anreicherung zu erhöhen. In Abb. 2.1 ist die kritische Masse in Abhängigkeit der Anreicherung aufgetragen. Typisches waffentaugliches hochangereichertes Uran (HEU) hat einen Anteil von 93% U-235. Allerdings sind auch schon geringere Anreicherungen waffentauglich, wie das Beispiel der Hiroshima Bombe mit einer durchschnittlichen Anreicherung von 80% zeigt. Ähnlich wie bei der Frage nach der Waffentauglichkeit von Plutonium ist es schwierig definitive quantitative Aussagen bezüglich der Waffentauglichkeit geringerer Anreicherungen zu machen. Die Größe einer Waffe nimmt jedoch nur in etwa mit der dritten Wurzel der kritischen Masse zu. Verdreifacht sich also die Masse (in etwa von 90% auf 50% U-235 Anreicherung) wird der Radius nur um das 1.44 fache vergrößert.¹¹ Da Uran einen wesentlich kleineren Neutronenhintergrund erzeugt,

⁹Das Ziel ist offenbar einen Plutoniumkreislauf unter Einsatz dieses Plutoniums zu propagieren.

¹⁰Weitere Details dieser Debatte und Abbrandrechnungen mit MCMATH zur Rolle von Pu-238 sind in der Bachelorarbeit [Kütt, 2007] dargestellt. So sind einfache Gegenmassnahmen wie etwa eine getrennte Lagerung des Pits, Gaskühlung durch eine dünne Röhre, wärmeleitende Fasern etc. vorstellbar etc.

¹¹In den Berechnungen zu Abb. 2.1 wäre dies für eine unreflektierte Urankugel eine Vergrößerung des

sind auch die Notwendigkeiten an die Sprengtechnik (Komprimierungsgeschwindigkeit, Symmetrie) wesentlich geringer als bei Plutonium. HEU-Waffen können so auch mit dem Kanonenrohrprinzip gezündet werden, indem zwei unterkritische Hälften aufeinander geschossen werden. Dadurch ist es durchaus auch mit geringeren Anreicherungen möglich, eine Waffe zu bauen, die vielleicht nicht interessant für den Einbau in ein militärisch verwendbares Waffensystem ist, aber für andere Szenarien relevant bleibt.¹² Weiterhin ist anzumerken, dass die wesentliche Anreicherungsarbeit bereits bei der Erzeugung von schwach angereichertem Uran aus Natururan geleistet ist. Liegen schon höhere Anreicherung vor ist es wesentlich einfacher weiter zu einer Hochanreicherung zu kommen. So verkürzt sich etwa die Zeit bei dem Einsatz von 3000 Zentrifugen der ersten Technologiestufe (P1) zur Anreicherung auf 93% um etwa ein Drittel, wenn statt Natururan, 3.5% angereichertes Reaktoruran verwendet wird.¹³

Für U-233 sind die kritischen Massen geringer als für U-235 in HEU. Abb. 2.1 zeigt die kritischen Massen die in der Bachelorarbeit von [Hohmann, 2008] berechnet wurden bei einer Auflösung in U-238. Sie sind bei hohen Anreicherungen in etwa so hoch wie bei Plutonium, allerdings mit günstigeren Eigenschaften bezüglich des Neutronenhintergrundes (Tab. 2.1). In [Forsberg, 1998] wird eine Grenze von 12% Anreicherung U-233 als Grenze für die Waffentauglichkeit vorgeschlagen, in Anlehnung an die Waffentauglichkeitsgrenze zwischen HEU und niedrigangereichertem Uran (LEU) beim Isotop U-235, diese ist jedoch international in keinem Regelwerk enthalten. Die Besonderheit bei U-233 als Waffenstoff besteht vor allem in der Verunreinigung durch U-232. Bei der Bestrahlung von Th-232 entsteht U-233 durch (n,γ) Einfänge. Durch $(n,2n)$ Übergänge im entstandenen U-233 und durch $(n,2n)$ Reaktionen in Th-232 gefolgt von (n,γ) Einfängen in Pa-231 entsteht ebenfalls U-232.¹⁴ Die $(n,2n)$ Reaktionen treten erst ab Energien von 5.7 MeV $U233(n,2n)U232$ und 6.3 MeV $Th232(n,2n)Th231$ auf sind also für schnelle Spektren wahrscheinlicher. U-232 zerfällt mit einer Halbwertszeit von 69 Jahren. In der Zerfallskette befindet sich Tl-208 bei dessen β^- Zerfall ein γ Quant mit 2.8 MeV emittiert wird und für den größten Anteil an der Strahlendosis von U-232¹⁵ verantwortlich ist. Selbst wenn U-233 in separierter Form vorliegt, nimmt daher die

Radius von ca. 6.8 cm auf 9.8 cm.

¹²Berechnungen zum Neutronenhintergrund verschiedener Anreicherungen wurden in [Glaser, 2005a] durchgeführt. Bei einer Anreicherung von 45% besteht eine 50% Chance für ein spontanes Neutron innerhalb einer Millisekunde, so dass im Falle des einfach zu bauenden Kanonenrohr-Designs zwar eine unzuverlässige, aber in bestimmten Szenarien durchaus akzeptable Waffe bezüglich der Komplikation durch Neutronenhintergrund gebaut werden könnte.

¹³Auf die Probleme der Proliferationsresistenz von Anreicherungstechnologien kann im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr eingegangen werden. In Zusammenarbeit mit dem Autor wurde jedoch bei IANUS das Zentrifugensimulationsprogramm MATHCASC entwickelt, das derzeit weiter fortentwickelt wird. Eine Beschreibung des Programms und Berechnungen zur Urananreicherung mit Ultrazentrifugen finden sich in der Bachelorarbeit [Born, 2007].

¹⁴Die dazwischen auftretenden Betazerfälle sind für die Darstellung hier nicht erwähnt. Pa-231 entsteht auch durch (n,γ) Reaktionen in Th-230, das ein Zerfallsprodukt aus der Zerfallskette von U-238 ist und daher auch natürlich vorkommt.

¹⁵Etwa 84% der Dosisrate von U-232 nach 2 Jahren [Kang, 2001].

Dosisrate im Laufe weniger Monate erheblich zu. Je nach Verunreinigung mit U-232 in ppm ist daher kein direktes Handling von U-233 mehr möglich. Dies ist auch eines der Hauptprobleme des Thoriumbrütens, da sich das notwendige Remotehandling sämtliche Prozesse sehr verteuert.¹⁶ Zwar sind die Zeiträume zum Aufbau der Strahlenbarriere zu beachten, dennoch erschweren höhere Anteile an U-232 den Zugriff auf das Material und stellen damit eine Möglichkeit zu Erhöhung der Proliferationsresistenz dar.

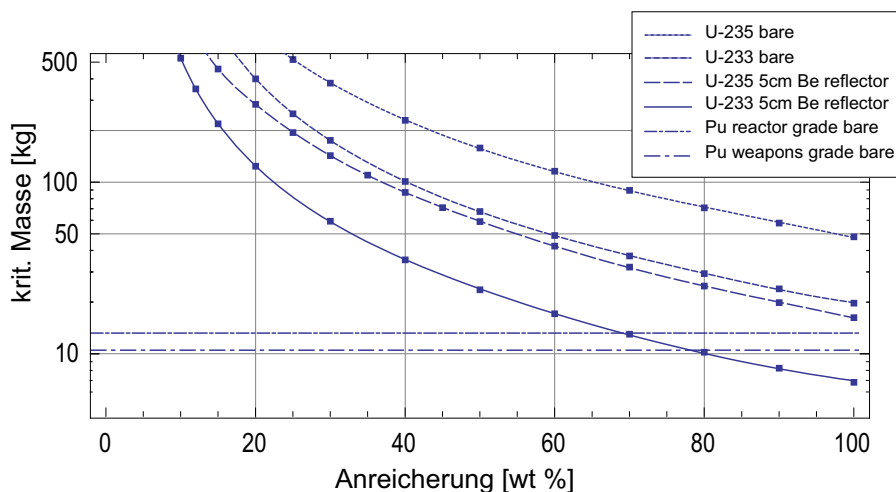


Abbildung 2.1.: Kritische Massen für U-233 und U-235 berechnet mit und ohne Reflektor bei 300 K mit MCNPX aus [Hohmann, 2008].

Tritium dient in fortgeschrittenen Waffensystemen der zweiten Generation als sogenanntes Boostermaterial. In das Zentrum einer Plutoniumhohlkugel wird Tritium- und Deuteriumgas (DT) eingefügt. Überschreitet beim Ablauf der Spaltreaktionen die freigesetzte Energie eine bestimmte Schwelle, wird eine Deuterium-Tritium Fusionsreaktion ausgelöst, die sehr schnell abläuft und eine große Anzahl Neutronen zusätzlich freisetzt, die die Spaltausbeute deutlich erhöhen. Der mögliche Yield einer Tritium geboosteten Waffe ist damit bei gleicher Menge spaltbaren Materials höher.¹⁷ Dies erlaubt durch Materialreduzierung eine kompaktere Bauweise, sehr dicke Tamper und Neutronenreflektoren werden ebenfalls unnötig. Ein Beispiel hierzu: 1.5 g Tritium erzeugt ausreichend Neutronen, um 120 g Plutonium direkt zu spalten oder 660 g mit der zweiten Generation an Neutronen aus der Spaltung der ersten. Das ergäbe eine Explosion mit 11.6 kt Sprengkraft [Sublette, 2009]. Die benötigten Mengen an Tritium zum

¹⁶In [Kang, 2001] wird z.B. angegeben, dass eine Jahresdosis von 50 mSv bei einem Anteil von 100ppm U-232 im Isotopenvektor in einem Abstand von 0.5 m von einer 5 kg Metallkugel schon nach 4 Stunden erreicht wird (Ein Jahr nach der Abtrennung vom Thorium).

¹⁷In der Literatur werden Yieldfaktoren mit bis zu einem Faktor 10 höhere Sprengkraft genannt [Gspöner, 1997].

„boosten“ von Kernwaffen sind daher gering. Tritium muss jedoch aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit von 12,3 Jahren ständig nachproduziert werden.

Tritium ist für einen Akteur dann interessant, wenn die erste Hürde des Baus einer Kernwaffe schon genommen wurde und ein bestehendes Arsenal technisch optimiert werden soll. Für den Besitz und den Gebrauch von Tritium gibt es bisher keine internationalen Regelungen.

2.2. Zum Konzept Proliferationsresistenz

Das Konzept der Proliferationsresistenz entwickelte sich in den 70er Jahren aufgrund der Probleme [SIPRI, 1979], die bis dahin durch die uneingeschränkten zivile Verbreitung nuklearer Technologien entstanden waren und letztlich auf die im Nichtverbreitungsvertrag (NVV) selbst angelegten Widersprüche zwischen Technologiekontrolle und Technologieverbreitung zurückzuführen sind, aber durch ambivalente Technologien unterlaufen werden.¹⁸ Daraus entwickelte sich der Vorschlag, nukleare Technologien proliferationsresistenter [Feiveson, 1978] und damit robust zu machen gegen ihre mögliche Nutzung in Proliferationsszenarien (horizontal wie vertikal). In der International Fuel Cycle Evaluation Conference [INFCE, 1980] wurden entsprechende Empfehlung ausgesprochen, dies betrifft z.B. die Empfehlung die Verwendung von HEU in Forschungsreaktoren zu beenden und Reaktoren auf LEU umzurüsten, eine verbindliche internationale Verregelung wurde jedoch nicht erreicht. In jüngerer Zeit lebt das Konzept jedoch wieder auf in Verbindung einer möglichen „Renaissance“ der Kernenergie [Liebert et al., 1999; OECD, 2001; TOPS, 2001; APS, 2005] in Verbindung mit möglichen zukünftigen Reaktorgenerationen.

Die meisten Ausarbeitungen des Konzeptes beziehen sich auf die Nutzung von Nukleartechnologien in der Energieerzeugung. Gemeint sind alle Schritte von der Uranerzeugung über die Brennstoffherstellung, Transport, Energieerzeugung bis hin zur Lagerung und Beseitigung der Abfälle. In dieser Arbeit wird die Konzeption ausgeweitet auf alle Nukleartechnologien.

In Anlehnung an [IAEA, 2002b] könnte folgende vorläufige Definition des Begriff versucht werden:

Proliferationsresistenz ist diejenige Charakteristik eines nukleartechnischen System, die eine Abzweigung oder nicht deklarierte Produktion von nuklearem Material, oder

¹⁸So wurden etwa mit hochangereichertem Uran (HEU) betriebene Reaktionen in fast 50 Länder exportiert und zahlreiche Staaten entwickelten in Zusammenarbeit mit der USA oder der damaligen Sowjetunion oder auch durch Eigenentwicklung sensitive Technologien wie die Wiederaufarbeitung und die Urananreicherung.

den Missbrauch der Technologie durch Staaten oder nichtstaatliche Akteure, um eine Nuklearwaffe oder andere nukleare Explosivkörper zu erwerben, be- oder verhindert.

Der Grad an Proliferationsresistenz resultiert aus einer Kombination von inter alia technischen Designmaßnahmen, Betriebsmodalitäten, institutionellen Arrangements und Überwachungsmaßnahmen (safeguards).

Typischerweise wird zunächst in intrinsische technische Maßnahmen zur Erhöhung der Proliferationsresistenz und extrinsische regulative Maßnahmen unterschieden (z.B. [IAEA, 2002b]).

2.2.1. Extrinsische Maßnahmen und Safeguards

Hierzu zählen alle regulativen Maßnahmen wie staatliche Bekenntnisse oder Verpflichtungen zur Nichtverbreitungspolitik, bilaterale Vereinbarungen zur nichtmilitärischen Nutzung von Nukleargütern, internationale Verträge (z.B. NVV) und Institutionen wie die Nuclear Suppliers Group (NSG) zur Kontrolle des Exports oder die Internationale Atomenergieorganisation (IAEO) aber auch der UN- Sicherheitsrat zur Durchführung von Maßnahmen bei nichtvertragsgemäßen Handlungen.

Extrinsische Maßnahmen zur Vermeidung nuklearer Proliferationsgefahren stehen in enger Verbindung mit den Sicherungsmaßnahmen („Safeguards“) der IAEO, denen sich alle Nicht-Kernwaffenstaaten unterworfen haben, die dem NVV beigetreten sind.¹⁹ Sicherlich ist unbezweifelbar, dass Safeguards ein unverzichtbares Element der Rüstungskontrolle darstellen und für die Vertrauensbildung unter den Staaten bedeutsam sind. Zudem sind durch die Einführung des Zusatzprotokolls zu den gängigen Safeguardsmaßnahmen 1997 einige Kontrollmöglichkeiten der IAEO ausgeweitet worden.²⁰ Aber es muss bedacht werden, dass sie die nukleare Ambivalenzproblematik weder grundlegend angehen, noch die tatsächlich existierenden Probleme auf der technologischen Seite lösen können. Safeguards können bestenfalls zu einer nachträglichen Entdeckung von Verstößen gegen bereits vertraglich abgesicherte Normen der nuklearen Nichtverbreitung führen und dies zudem auf Basis eines lediglich wahrscheinlichkeitstheoretisch angelegten Überwachungskonzepts. Dabei greifen Safeguards tendenziell zu spät.²¹ Sie können, wie die Erfahrungen bei Staaten, die der Proliferation verdächtigt werden, und bei spezifischen sensitiven Technologien zeigen, in relevanten Fällen nicht die Aufdeckung der Abzweigung von signifikanten Materialmengen garantieren (Iran, Irak, Nord-Korea). Weiterhin können sie zur Wahl von Umgehungsstrategien oder nicht-deklarierten, geheimen Aktivitäten führen und bieten keinen wirksamen Schutz gegenüber nicht-staatlichen Akteuren.

¹⁹Für einen Stand der derzeitigen Safeguardstechnologien siehe [IAEA, 2003].

²⁰Allerdings haben erst ein Teil der relevanten Länder ein Zusatzprotokoll ratifiziert.

²¹Für eine Behandlung der Probleme von Safeguards siehe z.B. [Fischer, 1985; GAO, 2005]

Es erscheint daher notwendig, über bestehende Safeguards und Safeguardstechnologien aber auch über das Konzept der Safeguards selbst hinaus zu denken und weiter gehende Möglichkeiten der Prävention und des Konzeptes der Proliferationsresistenz zu eruieren [Liebert, 2005] und die typischerweise marginalisierten Potentiale intrinsischer Maßnahmen zu stärken.

2.2.2. Intrinsische Maßnahmen

Typischerweise werden als intrinsische Maßnahmen solche bezeichnet, die am technischen Design der Anlage ansetzen. Dies können Maßnahmen sein, die die Anwendung extrinsischer Maßnahmen erleichterten oder befördern, z.B. die Suche nach neuen technischen Möglichkeiten Vertragsverletzungen so frühzeitig zu entdecken, dass die Schwelle zur Vorbereitung eines Waffenprogramms noch nicht überschritten ist. Desweiteren sind alle möglichen Maßnahmen vorstellbar, die zur Reduktion der Attraktivität von Nuklearmaterialien für ein mögliches Waffenprogramm führen, den Zugriff auf kernwaffenrelevantes Material einschränken bzw. ausschließen, oder die illegale Abzweigung oder Produktion von waffengrädigem Nuklearmaterial be- oder verhindern.

Mit der Fokussierung auf die intrinsischen Potentiale eröffnet sich die Perspektive der proliferationsresistenten Gestaltung von sensitiven Nukleartechnologien. Hier wird der Präventionsansatz im typischen historischen Ablauf einer Technologienutzung²² von der Phase der Nutzung und Anwendung einer Technologie in die Phase von Forschung und Entwicklung zurückverlegt und greift damit tiefer ein als typischerweise reine Kontrollansätze. Die institutionell-extrinsischen Möglichkeiten werden damit in fundamentaler Weise ergänzt, insbesondere auch, um deren inhärente Schwächen auszugleichen. Essentiell ist hierbei vor allem eine frühzeitige Antizipierung der proliferationsrelevanten Potentiale von neuen Nukleartechnologien und eine frühzeitig Analyse der Gestaltungsmöglichkeiten, die eine möglichst weitgehende proliferationsresistente Auslegung dieser Technologie ermöglichen. Die Frühzeitigkeit der Analyse ist auch ein wesentlicher Bestandteil des umfassenderen Konzepts einer präventiven Rüstungskontrolle [Englert et al., 2009] im Gegensatz zu älteren Konzepten der Rüstungskontrolle.²³

Eine absolute Proliferationssicherheit („proliferation proof“) kann es angesichts der ambivalenten Natur nuklearer Forschung und Technologie allerdings nicht geben [Liebert,

²²Typischerweise lassen sich die Phasen von der Erfindung, über Forschung und Entwicklung, ingenieurstechnische Verwirklichung und Demonstration bis zur Nutzung unterscheiden.

²³Eine kleine Zusammenfassung herkömmlicher, meist während der Zeit des kalten Krieges entstandener Rüstungskontrollkonzepte und neuerer Ansätze mit einer detaillierteren Beschreibung des Konzepts präventiver Rüstungskontrolle und der einschlägigen Literatur findet sich in [Englert, 2005a].

2005]. Die stärkste Variante wäre daher allein die Bemühung um eine möglichst vollständige Vermeidung der Nutzung und nicht mehr rückholbare Beseitigung von vorhandenen Beständen waffentauglicher Nuklearmaterialien an jedem Punkt des Technologieeinsatzes, einhergehend mit einem Verzicht auf die sensitivsten Technologien wie die Wiederaufarbeitung (siehe z.B. [Englert und Pistner, 2008b]) und die Urananreicherung. Der erreichbare Grad an Proliferationsresistenz kann darüberhinaus ein wichtiges Kriterium für die Auslegung und Gestaltung oder auch die Auswahl nuklearer Technologien bzw. für Technologiepfadwahlen im Energie- und Forschungsbereich sein.

2.2.3. Kriterien

Es gab einige bereits recht ausgereifte Versuche, ein Kriterienraster für Proliferationsresistenz zu entwerfen (z.B. [TOPS, 2001; Greneche, 2008]), angefangen von sehr quantitativen Ansätzen bis hin zu vergleichenden Ansätzen, die eher qualitative Aussagen vornehmen. Quantitative Aussagen zu einer Bewertung, die dann ein Raster oder Matrizen von Kriterien nach bestimmten Gewichtungsfaktoren auswerten, haben oft ein Problem der Zuweisung eines bestimmten numerischen Wertes an ein bestimmtes Kriterium und leiden unter der nicht zu unterdrückenden subjektiven Natur einer Untersuchung.²⁴ In [TOPS, 2001] wird daher mit relativen Wichtungen nach wenigen Kategorien gearbeitet und auch explizit eine Vorsicht bezüglich quantitativen Ansätzen geäußert.²⁵ Die Methodik ist zwar dazu geeignet, mögliche Schwachpunkte aufzudecken oder im Bezug auf Potentialanalysen Differenzierungen in der Bewertung der Proliferationsresistenz vorzunehmen. Keinesfalls kann sie aber als absoluter Maßstab für die Proliferationssicherheit herangezogen werden. Typische intrinsische Kriterien sind solche, die die Attraktivität eines genutzten Materials für Waffenzwecke oder die Möglichkeit für Abzweigung und undeclared Produktion betreffen. [Schaper, 2001] schlägt vor, als weitere Kriterien die Anzahl der Schritte zwischen Technologie und Waffenmaterial, die zivile Verwendbarkeit und damit Verbreitung einer Technologie,

²⁴Ein Beispiel: Wie kann sich etwa die Möglichkeit von Nuklearterrorismus in einem solchen Raster zur Bewertung der Proliferationsresistenz auswirken? Einige Autoren sind fest überzeugt, dass in den nächsten Jahren Versuche substaatlicher Akteure geben wird und rechnen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit, andere hingegen schließen dies quasi aus. Bei einer Wahrscheinlichkeit von 0 bis 1, vielleicht nochmals gewichtet durch einen Wert für die Bedeutung von Nuklearterrorismus bei Proliferationsfragen generell oder eine quantitative Aussage zur Waffentauglichkeit verschiedener Pu-Zusammensetzungen, und angewendet etwa auf die Fragen des Transport von separiertem Plutonium, können völlig unterschiedliche Aussagen entstehen.

²⁵Ein Beispiel für dieses Vorgehen nach qualitativen Grobrastern: Bei der Bewertung technischer Barrieren wird für die Auswirkung der chemischen Verbindung des Materials und der Materialmenge unterschieden nach den Kategorien: Ineffektiv (viel Material, Pures Metall), niedrig (eine signifikante Masse, liegt in einfacher chem. Verbindung vor), mittel (Gemischte Verbindung, z.B. MOX), hoch (kleine Menge weniger als 10% kritische Masse, liegt in abgebrannter Form vor), sehr hoch (weniger als 1% einer kritischen Masse).

das Fehlen von internationalen Kooperationen bei der Nutzung einer Technologie und das Schaffen von Wissen zur Weiterentwicklung von Kernwaffen neben weiteren zu verwenden.

In [TOPS, 2001] werden die Bewertungen auch auf den möglichen Akteur bezogen. Dadurch gelingt es zumindest zum Teil einem Mangel anderer Methodologien zu entgehen, die offen zugeben, dass sie etwa den Fall des Austritts eines Staates aus dem internationalen Vertragsregime²⁶ in ihrer Analyse nicht berücksichtigen können [Greeneche, 2008]. In [TOPS, 2001] wird davon ausgegangen, dass bestimmte technische Barrieren, die eine Technologie proliferationsresistenter gestalten, nicht für jeden Akteur eine gleiche Hürde sind. Vier Akteurskonstellationen werden in der Studie unterschieden: 1) Ein technologisch fortgeschrittener Staat, der offen ein Atomwaffenprogramm verfolgt. 2) Ein technologisch fortgeschrittener Staat der ein verdecktes Atomwaffenprogramm hat. 3) Technologisch nicht sehr fortgeschrittener Staat mit einem verdeckten Atomwaffenprogramm und 4) substaatliche Gruppierungen. Eine radiologische Barriere kann dann zwar einen Akteur aus 3 durchaus aufhalten, nicht aber unbedingt einen Akteur aus der Gruppe 1 oder eventuell sogar aus Gruppe 4. Safeguards sind auch eher für Akteure aus 2 und 3 hinderlich als für einen Akteur aus 1 oder 4. Dagegen ist die Voraussetzung der Nutzung einer großen und teuren Anlage für Akteure aus 4 ein kaum zu überwindendes Hindernis, für solche aus 3 schwierig zu meistern, für 1 und 2 jedoch nicht allzu problematisch, u.s.w..

Als Kritik der üblicherweise eingesetzten Methodologien muss eingewandt werden, dass eher auf Safeguards als auf intrinsisch technischen Maßnahmen fokussiert wird, trotz der inhärenten Probleme von Safeguards gerade in einem sogenannten Break-Out Szenario, in dem ein Staat das internationale Vertragsregime, nach Erreichen der technologischen Schwelle verlässt. Auch ist generell eine gewisse Vorsicht geboten gegenüber übersimplifizierenden Aussagen, den typischen Vergleichsmatrizen. Oft werden dadurch andere Dimensionen des Proliferationsproblems durch eine Beschränkung auf technisch institutionelle Kriterien verdeckt. Ausser acht bleibt oft die kritische Infrastruktur in Form von Experten, Maschinen und Know-How, die durch Nutzung oder Etablierung bestimmter Technologien erst geschaffen werden und dadurch die Kosten und die Zeit für einen späteren Zugriff verkürzen. Auch die Einbeziehung normativer Bewertungskriterien wie Nichtdiskriminierung, Förderung der Abrüstung (z.B. durch Vernichtung bestehender Bestände an nuklearwaffenrelevantem Material) wird oft nicht betrachtet. So könnte etwa die, im Vergleich zum Leichtwasserraktorzyklus im ersten Augenschein aufgrund der Nutzung separierten Plutoniums weniger proliferationsresistente Nutzung uranfreier Brennstoffe [Pistner, 2006], die weltweiten Bestände an Plutonium reduzieren und damit einen wichtigen Beitrag zur Eindämmung von Proliferationsrisiken leisten. Desweiteren ist oft die Technikgenese nicht im Blick der Untersuchungen, es gibt keine Konzeption zur Technikentwicklung bzw. Gestaltung von Technik. In [Liebert,

²⁶der NVV enthält eine Austrittsklausel mit einem Kündigungsrecht, das drei Monate vor Austritt angekündigt werden muss. So ist Nord Korea 2003 aus dem Vertrag ausgetreten.

2005] werden viele dieser Schwierigkeiten und Beschränkungen benannt. Weitere bisher noch nicht genannte sind ein möglichst weitreichende Einschränkung der Nutzung der weltweiten Vorräte an HEU und separiertem Plutonium und der Nutzung sensitiver Technologien. Ein möglichst große Ferne zu einem denkbaren militärischen Gebrauch von Nuklearanlagen ist ebenfalls anzustreben. Letztlich sollte auch ein wesentliches Kriterium sein, ob bestimmte Maßnahmen bzw. die Nutzung neuer Technologien den Weg in eine atomwaffenfreie Welt behindern.

In der vorliegenden Arbeit kann kein völlig neues Kriterienraster entwickelt werden. Es werden vielmehr in den drei untersuchten Fallstudien jeweils spezifische Kriterien herangezogen, die im Folgenden zusammen mit einer kurzen Einführung in die jeweilige Fragestellung vorgestellt werden.

2.3. Umrüstung von Forschungsreaktoren

Schon seit langem existieren internationale Bemühungen zur Umstellung von Forschungs- und Testreaktoren von HEU auf LEU. Im Rahmen des Programmes *Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR)* konnten so mehr als 57 Reaktoren in 32 Ländern auf die Nutzung niedrigangereicherten Urans (LEU) umgestellt werden (Stand April 2009).²⁷ Das RERTR Programm wurde 1978 vom Department of Energy (DoE) der Vereinigten Staaten von Amerika initiiert²⁸ und ist derzeit am Argonne National Laboratory und am Idaho National Laboratory angesiedelt. An diesen Forschungseinrichtungen werden konkrete Experimente und Berechnungen durchgeführt und die technische Expertise angeboten, um die Betreiber von HEU Reaktoren bei ihren Umstellungsbemühungen zu unterstützen.²⁹

Die Umstellung von Forschungsreaktoren von der Nutzung von HEU auf LEU ist mittlerweile eines der Schlüsselprogramme der „Global Threat Reduction Initiative“ (GTRI). Die GTRI wurde im Mai 2004 vom U.S. Department of Energy (DoE) etabliert und ist ein kooperatives Programm um die nationalen Programme anderer Länder dabei zu unterstützen, „verwundbares“ nukleares und radioaktives Material, das eine potenzielle Gefahr für die internationale Gemeinschaft darstellt, zu identifizieren, zu sichern, zurückzuholen oder den Verbleib zu vereinfachen. Das GTRI-Programm hat die Aufsicht über das RERTR-Programm (Reduced Enrichment for Research and Test Reactors), das Foreign Research Reactor Spent Nuclear Fuel Acceptance (FRRSNF), das

²⁷nnsa.energy.gov/nuclear_nonproliferation/print/index.htm

²⁸Diese Initiative wurde mit der Etablierung eigener Programme in vielen Ländern aufgegriffen, so z.B. in Deutschland (AF Programm 1979), in weiteren europäischen Ländern, in Südkorea, Südafrika, Russland, und China.

²⁹Der Autor dankt dem RERTR Team und dem Argonne National Laboratory für die Unterstützung bei den Berechnungen und Analysen und für die gewährte Gastfreundschaft während seines Forschungsaufenthaltes.

Russian Research Reactor Fuel Return (RRRFR) Programm sowie weitere Programme erhalten und bündelt damit alle diesbezüglichen Aktivitäten im U.S. DoE. Auf dem Treffen des russischen Präsidenten Putin mit dem amerikanischen Präsidenten Bush im Februar 2005 in Bratislava wurde eine Intensivierung der Bemühungen zur Verbesserung der globalen nuklearen Sicherheit abgesprochen, wobei beide Präsidenten darauf hinwiesen, wie wichtig es sei, die internationale Gemeinschaft hierbei einzubeziehen.³⁰ Dabei wurde insbesondere auch die Umstellung von Forschungsreaktoren angesprochen und ein neuer Zeitplan vereinbart, der die Entwicklung neuer Brennstoffe schneller voranbringen soll. Das Programm ist seitdem mehrmals beschleunigt worden und mittlerweile steht dem GTRI Programm ein Gesamtbudget von 2 Milliarden U.S. Dollar zur Verfügung. Bezüglich der Konversion von Forschungsreaktoren sollen bis 2018 insgesamt 129 HEU nutzende Reaktoren umgestellt werden, seit 2004 wurden 18 Reaktoren umgestellt 6 davon in 2008 und sechs weitere sind im Jahr 2009 zur Konversion vorgesehen [Bieniawski, 2009]. Darunter befinden sich 27 Reaktoren, die nur mit neueren Brennstoffen umgerüstet werden können, sechs davon in den USA (ATR Idaho + ATRC, HFIR Oak Ridge, MITR-11 am MIT, NBSR National Institute of Standards, MURR University of Missouri). Das hierfür benötigte Programm zur UMo-Brennstoffentwicklung (Vgl. 4.1.1) soll für sogenannte Dispersionsbrennstoffe bis 2010 und für monolithische Brennstoffe bis 2011 zum Abschluss gebracht werden. Eine spezielle U.S. High Power Reactor Working Group ist 2006 eingerichtet worden, die für die Vorbereitung der Konversion der Hochflussreaktoren in den USA sorgen soll.

Das Ziel der weltweiten Konversionsbemühungen ist es, eine globale Norm zu etablieren, die dazu führt, die Nutzung, den Handel und Besitz von HEU weltweit zu ächten. Diese Position, welche die politische Dringlichkeit des Anliegens betont, wird mit großer Bestimmtheit auf den Fachkonferenzen von verschiedenen Vertretern des U.S. DoE, aber auch von anderen Staaten und Vertretern der Industrie sowie von Reaktorbetreibern vorgetragen. Die internationalen Bemühungen im Bereich der Forschungsreaktoren haben dazu geführt, dass weltweit seit Ende der 1980iger Jahre überhaupt keine neuen Forschungsreaktoren – mit Ausnahme des FRM II – mit HEU (Anreicherung oberhalb von 20%) ausgelegt wurden.³¹

Für das in dieser Arbeit behandelte Fallbeispiel der Umrüstung des Forschungsreaktors München II (FRM-II) ist bezüglich der Proliferationsresistenz das einzige Kriterium die Reduzierung der Brennstoffanreicherung möglichst auf 19.75% also auf LEU. Rein technisch gesehen gibt es kein scharfes Kriterium, warum gerade 20% als Schwelle zwischen Niedrig- und Hochanreicherung angenommen wurde, es lässt sich jedoch zeigen, dass

³⁰Joint Statement on Nuclear Security Cooperation by the Presidents of the United States and the Russian Federation, Bratislava, Feb. 2005

³¹Die einzigen drei weiteren Ausnahmen waren Libyen (Baubeginn 1980), Jamaica (1982/83), Tschechien (1986 - umgestellt 2006). Die Planungen dieser Reaktoren begannen allerdings schon in den 70er Jahren. Die USA haben die Planung der HEU nutzenden Advanced Neutron Source (330 MW) 1995 aufgegeben. Zur Konversionsgeschichte des FRM-II siehe [Glaser, 2005a].

um 20% eine Minimierung der Waffentauglichkeit von bestrahltem Material vorliegt [Glaser, 2005b]. Viel wichtiger ist jedoch die Auswirkung einer möglichen Überschreitung der so international akzeptierten und vereinbarten Anreicherungsschwelle auf die internationale Gemeinschaft. Zwar ist sicherlich die direkte Proliferationsgefahr, die von einer HEU Nutzung ($>20\%$ U-235) in Deutschland in naheliegender Zukunft ausgeht, nicht als sonderlich hoch einzuschätzen. Jeder Ausnahmefall generiert jedoch einen Präzedenzfall und es besteht die Gefahr, dass sich andere Staaten exemplarisch auf diesen Präzedenzfall berufen.³² Auch ist zu beachten, dass aufgrund des international gewachsenen Drucks hochangereichertes Uran, und hierzu zählen alle Anreicherungen über 20%, nur von wenigen Staaten der Welt überhaupt noch zur Verfügung gestellt werden kann, und von noch weniger zur Verfügung gestellt wird. Einzig eine Belieferung aus Russland kann noch aussichtsreich sein. Dies gefährdet nicht nur die Betriebssicherheit des Reaktors selbst, sondern hat auch weitreichende politische Implikationen.

In der Frage der Möglichkeiten der Umrüstung des FRM-II ist die Proliferationsresistenz nur ein Kriterium unter weiteren. So soll natürlich der Zweck des Reaktors nicht kompromittiert werden und andere Bewertungskriterien als nur die Proliferationsresistenz müssen in diesem Fall beachtet werden. Hierzu mehr in Kap. 4.2.

2.4. Neutronenproduzierende Technologien - Fusion und Spallation

Technologien, mit denen kernwaffenrelevantes Material hergestellt werden kann, sind prinzipiell als ebenso problematisch einzustufen wie die Nutzung und Lagerung bestehenden Bestände an spaltbaren Materialien. Im Rahmen des Konzeptes präventiver Rüstungskontrolle sollen solche Technologien möglichst rechtzeitig untersucht und Vorschläge für adäquate Umgangsweisen entwickelt werden [Englert et al., 2009]. Schon die Bekanntgabe der Entwicklung oder des Besitzes einer solchen Technologie seitens einer Nation kann sich gravierend auf die Sicherheitspolitik und die Stabilität auswirken wie Beispielsfälle aus der jüngeren Vergangenheit zeigen (Plutoniumproduktion und -abtrennung in Nord-Korea, Anreicherungstechnologien im Iran und Irak). Weiterhin ist bei solchen Technologien die Gefahr der horizontalen und vertikalen Proliferation, gerade auch aufgrund des ausgeprägten Dual-Use-Charakters nuklearer Technologien, augenfällig. Dies zeigen auch historische Beispiele, wie z.B. der Verkauf eines 40 MW Schwerwasserreaktors von Kanada an Indien im Jahr 1955, mit dessen Hilfe das Plutonium für die „friedliche“ indische Nuklearexplosion im Jahr 1974 erzeugt wurde, oder

³²Darüberhinaus mögen Historiker und Politologen über die zukünftige politische Stabilität Deutschlands und Europas der nächsten Jahrzehnte urteilen.

Forschungs- und Entwicklungsprogramme in den USA (APT Projekt siehe Kap. 6), die mit Hilfe von Spallationsquellen die Produktionsmöglichkeiten kernwaffenrelevanter Materialien wie Tritium verbessern sollten. Bereits existierende oder noch in Entwicklung befindliche - und damit neuartige - mögliche Produktionstechnologien sollten daher frühzeitig einer Analyse unterzogen werden, so dass Wege der internationalen Kontrolle erschlossen werden bzw. Gestaltungskriterien zur Erhöhung der Proliferationsresistenz implementiert werden können.

Im Prinzip sind alle neutronenproduzierenden Technologien dazu geeignet, spaltbares Material zu erbrüten. Exemplarisch werden in der vorliegenden Arbeit zwei Fallbeispiele untersucht: Die Möglichkeiten der Nutzung von Spallationsneutronenquellen (SNQ) und zukünftigen Fusionsreaktoren zur Erzeugung kernwaffenrelevanten Materials.

Bei der Untersuchung der Potentialabschätzungen ist zunächst sicherlich ein wichtiges Kriterium die Menge an Material, die zum Einsatz kommt bzw. produziert werden kann. Es wird daher zunächst analysiert, ob mit SNQs oder Fusionsreaktoren signifikante Mengen kernwaffenrelevanten Materials erzeugt werden können und unter welchen Produktionsbedingungen dies möglich ist.³³ Als zweites wesentliches Kriterium ist dann die Güte des produzierten Materials (Isotopenvektor) für Waffenzwecke von Bedeutung.

Neben einer Klärung des proliferationsrelevanten Potentials von SNQs und von Fusionsreaktoren muss auch der Frage nachgegangen werden, wie mit einem relevanten Proliferationspotential umgegangen werden kann. Eine wesentliche Umgangsweise besteht darin, möglichst frühzeitig wirksame Gestaltungsmöglichkeiten ausfindig zu machen, die eine weitestgehend proliferationsresistente Auslegung dieser Technologie ermöglichen. Damit verbunden ist idealerweise das Ziel - falls erforderlich - alternative proliferationsresistente Anlagenkonzepte aufzuzeigen. Alternative Konzepte wären dabei in sich so ausgelegt, dass ausschließlich eine zivile Nutzung erfolgen kann, also kein Zugriff auf kernwaffenrelevante Materialien in signifikanten Mengen möglich ist. Weniger ideale Konzepte könnten die benötigte Zeit zur Abzweigung bzw. Herstellung von Waffenstoffen erheblich verlängern und den Aufwand für die jeweiligen Akteure vergrößern. Eine frühzeitige Analyse der betrachteten Technologie erlaubt es in jedem Fall, sensitive Anlagenteile und -parameter, Materialien-Einsatz sowie proliferationsrelevante Nutzungskonzepte zu identifizieren, die in Rüstungskontrollüberlegungen einfließen sollten. Dazu können z.B. auch Hinweise zu Safeguards gehören.

³³Gerade beim Einsatz von Tritium in der Kernfusion ist ja schon allein die Nutzung unumgänglich zum Betrieb der Maschine. Es wäre wünschenswert bereits in der Forschungsphase der Großexperimente und für einen zukünftigen Leistungsreaktor, eine Governancestrategie für die Fusionstechnologie zu entwickeln, die die Proliferationsproblematik angeht.

3. Methodik und eingesetzte Codesysteme

Im nachfolgenden Kapitel werden einige physikalische Grundlagen der eingesetzten Programmsysteme erläutert. Zunächst werden die Grundgleichungen zur Berechnung des Neutronentransport mit Monte-Carlo Methoden und der Zusammenhang mit der Abbrandgleichung aufgeführt.³⁴ Danach wird in aller Kürze das sehr umfangreiche Programmpaket MCNPX und seine prinzipielle Bedienung vorgestellt, sowie kurz die Berechnung von Ergebnissen aus den Ausgaben von MCNPX erläutert.

3.1. Neutronentransport und Abbrandgleichung

Die Berechnungen in den nachfolgenden Kapitel erfordern die Bestimmung der zeitlichen Entwicklung einer Neutronenpopulation in einem gegebenen dreidimensionalen System, bestehend aus verschiedenen heterogen verteilten Materialien, deren Konzentration sich ebenfalls zeitlich verändert. Die zeitliche Veränderung der Neutronendichte $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ in einem bestimmten Volumen kann in allgemeinsten Form als Kontinuitäts- oder Erhaltungsgleichung aufgefasst werden und ist gleich der Summe der Quellen und Senken Q_i von Neutronen im betrachteten Raumbereich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dV = \int_V \sum_i Q_i dV$$

Durch Anwendung des Reynolds Transport Theorems, nach dem die zeitliche Änderung einer Größe - hier die Neutronenpopulation - in einem bestimmten Volumen aufgeteilt werden kann auf die Summe der Änderungen der Größe innerhalb des Volumens und dem Fluss über die Oberfläche $\int_V \partial n / \partial t dV = \int_S n \vec{v} d\vec{S} + \int_V \sum_i Q_i dV$ kann die Gleichung umgeformt werden in³⁵

³⁴Details zur Spallationsphysik, die in Kapitel 6 von Bedeutung sind, werden dort gesondert behandelt.

³⁵Unter Verwendung des gaussischen Divergenztheorems.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot n\vec{v} + \sum_i Q_i, \quad (3.1)$$

mit $\vec{v} = v\vec{\Omega}$. Berücksichtigt werden nur die folgenden Beiträge zu Q_i : Zunahme durch Spaltung mit dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt $\Sigma_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ und Erzeugung von ν Neutronen einer Energieverteilung $\xi(E)$. Desweiteren Zunahme durch Streuung mit dem elastischen Streuquerschnitt Σ_s in den betrachteten Raumwinkel und die Energie $(\vec{\Omega}, E)$ hinein. Verluste treten durch Absorption oder Streuung aus $(\vec{\Omega}, E)$ heraus mit einem totalen Absorptionsquerschnitt Σ_t auf. Aufaddierung und Einsetzen in Gl. 3.1 ergibt mit dem Neutronenfluss

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v(E)n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (3.2)$$

die Boltzmann Transportgleichung für Neutronen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v(E)} \frac{\partial \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = & -\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ & + \xi(E) \int_{E'} dE' \int_{\vec{\Omega}'} d\vec{\Omega}' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \\ & + \int_{E'} dE' \int_{\vec{\Omega}'} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}, (E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}), t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte Σ_x für verschiedene Prozesse x werden dabei aus der Summe der energieabhängigen mikroskopischen Wirkungsquerschnitte σ_x^i aller beteiligter Materialien i am Ort \vec{r} berechnet $\Sigma_x(\vec{r}, E, t) = \sum_i N^i(\vec{r}, t) \sigma_x^i(E)$, mit $N^i(\vec{r}, t)$ der Dichte des Nuklids i . Die energieabhängigen mikroskopischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_x^i(E)$ sind für die meisten der in der Nukleartechnologie relevanten Nuklide experimentell bestimmt und liegen in Tabellenform in Wirkungsquerschnittsbibliotheken vor.

Die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_x^i(E)$ gehen durch eine Faltung mit dem lokalen, geometrie- und zeitabhängigen Neutronenfluss $\phi(E, \vec{r}, t)$ über in die orts- und zeitabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte $\sigma_x^i(\vec{r}, t)$ der Gl. 3.6:

$$\sigma_x^i(\vec{r}, t) = \frac{\int_0^\infty dE \sigma_x^i(E) \phi(E, \vec{r}, t)}{\phi_{tot}(\vec{r}, t)}, \quad (3.4)$$

mit dem totalen Neutronenfluss

$$\phi_{tot}(\vec{r}, t) = \int_0^\infty dE \phi(E, \vec{r}, t). \quad (3.5)$$

Die große Schwierigkeit bei der Berechnung der Neutronenpopulation in einer bestimmten Geometrie entsteht durch die Wechselwirkung der Neutronen mit den Materialien der betrachteten Struktur, durch die auch die Konzentration der Nuklide am Ort \vec{r} variiert, wodurch sich wiederum der lokale Fluss ändert. Die Änderung der Nuklidkonzentrationen kann durch die Abbrandgleichung beschrieben werden,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N^i(\vec{r}, t) = & - [\sigma_a^i(\vec{r}, t) \phi_{tot}(\vec{r}, t) + \lambda^i] N^i(\vec{r}, t) \\ & + \sum_{j \neq i} [f^{ji}(t) \sigma_a^i(\vec{r}, t) \phi_{tot}(\vec{r}, t) + l^{ji} \lambda^j] N^j(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Die Konzentration N_i einzelner Nuklide i nimmt durch Absorption mit dem effektiven Wirkungsquerschnitt σ_a^i und durch radioaktiven Zerfall mit der Zerfallskonstanten λ_i ab. Zur Zunahme der Konzentration des Nuklids i tragen Zerfälle in einem Nuklid j mit der Zerfallskonstanten λ^j bei, die mit dem Anteil l^{ji} zum Nuklid i führen, und Neutroneneinfänge von Nukliden j , die zu Nuklid i transmutieren. Die Wahrscheinlichkeit $f^{ji}(t)$ für den Prozess ist gegeben durch den Anteil $\sigma_{j \rightarrow i}^j$ des Prozesses am gesamten effektiven Absorptionsquerschnitt σ_a^j des Nuklids j :

$$f^{ji}(t) = \frac{\sigma_{j \rightarrow i}^j}{\sigma_a^j} \quad (3.7)$$

Aufgrund der zeitlichen Änderung der Nuklidkonzentration und der damit einhergehenden Veränderung in der Neutronenpopulation ist Gl. 3.6 über die zeitliche Änderung des Flusses mit Gl. 3.3 gekoppelt und es entsteht ein zeitabhängiges Differentialgleichungssystem, das nur in sehr wenigen, einfachen Fällen analytisch lösbar ist. Ein Standardweg zur Lösung des Gleichungssystems ist die Diskretisierung des Raums in Abschnitte mit konstantem Flusspektrum, und der Energie in Multigruppen, so dass auf analytische Weise gemittelte Werte berechnet werden können (Deterministische Transportprogramme). Im Rahmen dieser Arbeit wird das Programmpaket MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) eingesetzt [Pelowitz, 2008]³⁶, das durch Benutzung statistischer Methoden die Verteilung der Neutronenpopulation und Reaktionsraten der einzelnen Nuklide in räumlich diskretisierten Bereichen berechnet.

3.1.1. Das Programm MCNPX

Das Programm MCNPX benötigt zur Eingabe sogenannte Karten (Cards), die in einem Eingabefile (Input-Deck) zusammengefasst werden. Durch einfache Oberflächen

³⁶Es kamen verschiedene Versionen des Programms zum Einsatz. MCNP4C2 (2001), MCNPX2.5.c (2003), MCNPX2.5.d (2004), MCNPX2.6.c (2006), MCNPX2.7.a (2008).

die durch quadratische Gleichungen erzeugt werden können (Ebenen, Zylinder, Ellipsen, Toroi etc.) wird ein virtueller Raum in Zonen (Cells) eingeteilt, in denen bestimmte Materialzusammensetzungen definiert werden können. Durch Angabe einer Neutronenquelle kann ein statistisch signifikantes Ensemble an Teilchen in dieser dreidimensionalen Geometrie an einem bestimmten Ort in einer bestimmten Energie und Raumwinkelverteilung gestartet, und die individuelle Geschichte jedes Startneutrons aufgezeichnet werden. Bei Kritikalitätsrechnungen wird in einem iterativen Prozess die Verteilung der Quellteilchen (Spaltneutronen) so lange neu bestimmt, bis das System sich in einen Eigenzustand eingeschwungen hat.³⁷ Physikalisch interessante Parameter können durch eine Reihe von Zählkarten (Tallies) abgefragt werden, die letztlich nur auf verschiedene Weise die individuellen Trajektorien der gestarteten Neutronen (bzw. Protonen oder anderen Teilchen), ihre Geschwindigkeit und die erfolgten Reaktionen aufsummieren. Neben anderen Tallytypen wird im Rahmen dieser Arbeit am häufigsten die Weglängenabschätzung (track length estimate) eingesetzt. Der integrierte Fluss im Volumen V kann dann mit $v = ds/dt$ und Gl. 3.2 über die Summe der individuellen Weglängen der Trajektorien T_l der Neutronen in der Zelle mit Volumen V_{cell} bestimmt werden:

$$F4 = \int_V \int_t \int_E \phi(\vec{r}, E, t) dt dE \frac{dV}{V_{cell}} = \int_V \int_s \int_E n(\vec{r}, E, t) ds dE \frac{dV}{V_{cell}} = \frac{T_l}{V}. \quad (3.8)$$

Zur Berechnung von Reaktionsraten R_x^i eines Prozesses x

$$R_x^i = \int_0^\infty dE N^i(\vec{r}, t) \sigma_x^i(E) \phi(E, \vec{r}, t) \quad (3.9)$$

können sogenannte Multiplier Cards (FM-Card) verwendet werden.³⁸ Mit der FM-Card lassen sich beliebige energieabhängige Funktionen $A(E)$ und eine multiplikative Konstante C in das Integral der Gl. 3.8 falten

$$F4_P = C \int_V \int_t \int_E A(E) \phi(\vec{r}, E, t) dt dE \frac{dV}{V_{cell}}. \quad (3.10)$$

Wird für $A(E)$ der mikroskopische Wirkungsquerschnitt $\sigma_x^i(E)$ eingesetzt, entspricht das Integral $F4_P$ dem gemittelten effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma_x^i(t)$ der Reaktion

³⁷Typischerweise wird in 10-20 Startzyklen zunächst die gesamte Geometrie mit Neutronen geflutet, bevor dann mit typischerweise 4000 Startteilchen in nachfolgenden Zyklen die Neutronenverteilung bestimmt wird. Die meisten Geometrien schwingen in den Eigenzustand nach etwa 150-200 Zyklen ein. Die statistische Beurteilung der Güte der erreichten Antwort wird durch bestimmte Auswertungsroutinen unterstützt, sollte jedoch immer auch durch einen versierten Nutzer kritisch geprüft werden.

³⁸Allgemein gilt für die energieabhängige Reaktionsrate des entsprechenden Prozesses x : $R_x^i(E) = N_i \sigma_x^i(E) \phi(E)$.

x mit Nuklid i für die entsprechende Zelle zu einem bestimmten Zeitpunkt. In dieser Arbeit wird oft der energieabhängige mikroskopische Wirkungsquerschnitt für die (n,γ) -Reaktion in U-238 mit der generellen ENDF Prozessnummer (MT-Nummer) 102, für Abbrandrechnungen mit MCMATH werden auch (n,f) , $(n,2n)$ und $(n,3n)$ (MT=6,16,17 respektive), im Zusammenhang mit der Produktion von Tritium auch (n,t) und (n,α) (MT=105,107) verwendet.³⁹

3.1.2. Verwendete Abbrandroutinen

Üblicherweise wird die Berechnung des gekoppelten Gleichungssystems Gl. 3.3 und 3.6 mit einem iterativen Verfahren mittels MCNP und einem Abbrandcode durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierfür drei verschiedene Systeme verwendet. Der Kopplungscode MCODE und die CINDER90 Abbrandroutine von MCNPX, sowie die Mathematica Abbrandroutine MCMATH.

MCODE: MCODE [Xu et al., 2002; Xu, 2003] koppelt MCNP4C mit ORIGEN2 [Croff, 1980] und ist eine Entwicklung des MIT.⁴⁰ MCODE wurde vor allem in [Glaser, 2005a; Englert et al., 2006c] zu Berechnung des FRM-II eingesetzt. MCODE ist eine reine Kopplungsroutine und enthält selbst keine eigenen neutronenphysikalischen Routinen. Eine Beschreibung und Details zur Programmierung sowie ein Beispiel-Eingabefile für MCODE findet sich in [Xu, 2003; Glaser, 2005a]. Ein Benchmark des Codes gegen andere typische Abbrandroutinen findet sich in [Xu et al., 2002], ein Benchmark mit MCMATH (s.u.) in [Pistner, 2006].

CINDER90: Mit der Version 2.6.a von MCNPX steht die CINDER90 Abbrandroutine im Programmpaket MCNPX zur Verfügung⁴¹. Der große Vorteil von CINDER90 liegt in der direkten Einbettung in MCNPX, ohne dass zusätzliche Codes genutzt werden müssten, desweiteren ist CINDER90 multiprozessor-tauglich. Weitere Details zu CINDER90 werden in Kap. 4.4.2 besprochen. Ein wesentlicher Nachteil von CINDER90 ist die Beschränkung auf Kritikalitätsprobleme.

MCMATH und MC²MATH: Die erste Version der auf Mathematica basierenden Lösung der Abbrandgleichung wurde von [Glaser, 1998; Pistner, 1998] entwickelt und in [Pistner, 2006] zum Programm MCMATH weiterentwickelt. Die derzeit berücksichtigten Nuklide und Reaktionen sind in Anhang C zusammengefasst. MCMATH kann jedoch relativ flexibel an seine Aufgabenstellung durch Angabe zusätzlicher Reaktionen und benötigter Zerfallskonstanten angepasst werden. Im Folgenden werden nur die seit [Pistner, 2006] erfolgten Erweiterungen wiedergegeben.

³⁹Die Auswahl der Reaktion erfolgt nach den MT-Nummern der Datenbank ENDF/B (Evaluated Nuclear Data File) [ENDF, 2001]. Die häufigsten sind im Appendix von [Pelowitz, 2008] aufgeführt.

⁴⁰MCODE ist derzeit nicht als Code bei der Nuclear Energy Agency erhältlich.

⁴¹Siehe auch Fußnote 77.

Das ursprüngliche Programmsystem bestand aus fünf Mathematica Notebooks (`conventions`, `xsections`, `actinides`, `chains`, `output`), die sukzessive die einzelnen Schritte des Abbrandes durchführten. Das Prozessieren der Input-Decks mit MCNP und die Durchführung der einzelnen Abbrandschritte wurde per Hand durchgeführt. Seither wurden mehrere Verbesserungen des Programmsystem vorgenommen. In [Kütt, 2007] wurde zunächst die gesamte Notebookstruktur in Modulform umgeschrieben und die einzelnen Prozessschritte jeweils in Funktionen gefasst. Damit war es möglich eine einzige Routine zur Abwicklung des gesamten Abbrandes zu schreiben. Abb. 3.1, 3.2 und 3.3 geben das neue Ablaufschema des Abbrandes wieder. Die Durchführung des Filetransfers und der Start der MCNP-Rechnungen wird durch ein Shellscript (`ss-hwaitrun`) vorgenommen (siehe Anhang A). In [Kütt, 2007] wurden ebenfalls die für Mathematica 4 geschriebenen MCMATH Notebooks auf die Mathematica Version 5.2.0 umgeschrieben. Durch die veränderte Numerik in der Funktion `Eigensystem` zwischen Mathematica 4 und 5.2 traten leichte Unterschiede in Vergleichsrechnungen vor allem bei Nukliden mit sehr geringen Konzentrationen auf.

Seitdem wurden wesentliche Erweiterungen von MCMATH durch die Einführung der Möglichkeit von Multi-Zellabbrandrechnungen und die Möglichkeit zur Verwendung von externen Quellen vorgenommen. Die neue Version MC²MATH (Monte-Carlo multi-Cell MATHematica Burnup System)⁴² erfordert die Eingabe eines Inputfiles auf dem sämtliche Spezifika des Problems angegeben werden (siehe Anhang B mit einem Beispiel). In jedem beliebigen MCNPX Input-Deck können nun ein oder mehrere Zellen durch Hinzufügen einer BC-Karte (BurnCell) vor der Zelldefinition zu Abbrandzellen deklariert werden, die MC²MATH dann erkennt.⁴³ Nach der Definition des MC²MATH Inputfiles und der Deklaration der abzubrennenden Zellen verläuft der Abbrand vollautomatisch. Damit besteht keinerlei Notwendigkeit mehr im MCNP Input-Deck selbst weitere Definitionen, über den Einsatz der BC-Card hinaus, wie noch bei der älteren Version MCMATH üblich, vorzunehmen. Darüberhinaus wurde MCMATH ebenfalls auf die aktuelle Version 7 von Mathematica umgeschrieben.

Bei Abbrandrechnungen im Rahmen von Kap. 5 traten Instabilitäten bei der Lösung der Differentialgleichungsketten zur Behandlung der Spaltprodukte auf, da hier sehr geringe Konzentrationen an Spaltmaterial benutzt wurden und entsprechend die typischen Größenordnungen der Spaltproduktkonzentration bis zu 5 Größenordnungen unter den sonst typischen Konzentrationen lagen. Die Probleme traten durch eine Beschränkung der internen Genauigkeit von Mathematica auf 40 Nachkommastellen auf.⁴⁴ Dies konnte durch Einführung eines Präzisionskontrollparameters behoben wer-

⁴²Die korrekte Benennung wäre wohl (MC)²MATH, aus naheliegenden Gründen wurde jedoch MC²MATH gewählt.

⁴³Siehe Anhang D Modul V, Zelle 1505, 1507, 1509, 1511 für ein Beispiel.

⁴⁴Eine genaue Untersuchung ergab, dass bei bestimmten, sehr geringen Ausgangsnuklidkonzentrationen, die Berechnung der Differentialgleichung Gl. 3.6 mit weniger als 40 Stellen 0 ergibt. Zwischen 40-60 Stellen bei der Berechnung der Endkonzentrationen kamen teils sehr erratische Ergebnisse vor, und erst ab 60 Stellen Genauigkeit blieb das Ergebnis konstant. Von dem Problem könn-

den. Durch Anheben der berücksichtigten Nachkommastellen verlängert sich allerdings die Rechenzeit der Differentialgleichungsroutine.

3.1.3. Durchführung der Abbrandrechnung

Alle in dieser Arbeit eingesetzten Abbrandsysteme beruhen auf folgendem typischerweise gemachten Lösungsansatz.

- Die ortsabhängige Abbrandgleichung wird durch die Diskretisierung der MCNP Modellierung in Zellen mit gemittelten effektiven Wirkungsquerschnitten $\sigma_x^i(\vec{r}, t)$, gemittelten Flüssen $\phi_{tot}(\vec{r}, t)$ und Konzentrationen $N^i(\vec{r}, t)$ in eine ortsunabhängige Form überführt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N^i(t) = & - [\sigma_a^i(t) \phi_{tot}(t) + \lambda^i] N^i(t) \\ & + \sum_{j \neq i} [f^{ji}(t) \sigma_a^i(t) \phi_{tot}(t) + l^{ji} \lambda^j] N^j(t). \end{aligned} \quad (3.11)$$

- Die Bestrahlzeit wird in Zeitintervalle $[t_k, t_{k+1}]$ einer Länge Δt_k unterteilt, in denen sowohl $\phi_{tot}(t)$ als auch $\sigma_a^i(\vec{r}, t)$ nur schwach veränderliche Funktionen der Zeit sind. Der Neutronenfluss $\phi_{tot}(t)$ wird durch den Neutronenfluss zu Beginn des Zeitintervalls $\phi_{tot}(t_k)$ ersetzt, der effektive Wirkungsquerschnitt $\sigma_x^i(t)$ durch seinen Anfangswert $\sigma_x^i(t_k)$. Beide werden durch MCNPX bestimmt (siehe auch Kap. 3.1.4).
- Damit geht die Gleichung 3.11 über in die Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N^i(t) = & - [\sigma_a^i(t_k) \phi_{tot}(t_k) + \lambda^i] N^i(t) \\ & + \sum_{j \neq i} [f^{ji}(t_k) \sigma_a^i(t_k) \phi_{tot}(t_k) + l^{ji} \lambda^j] N^j(t) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$= -\beta^i N^i(t) + \sum_{j \neq i} \gamma^{ji} N^j(t). \quad (3.13)$$

Dieses lineare Differentialgleichungssystem erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten wird in den verschiedenen Systemen auf unterschiedliche Weise numerisch

ten auch die Ergebnisse früherer Arbeiten bei sehr geringen Nuklidkonzentrationen betroffen sein. Die Konzentrationen der betroffenen Nuklide sind jedoch zu gering, als dass sich daraus Auswirkungen auf den Fluss und damit auf das generelle Abbrandverhalten ergeben könnten. Allein bei Fragestellungen, die seltene Nuklide und Spaltprodukte betreffen, könnte es von Relevanz sein.

gelöst. ORIGEN verwendet die Möglichkeit die Kopplungskonstanten der Gl. 3.12 in eine nun zeitinvariante Übergangsmatrix M zu fassen (δ^{ij} Kronecker Symbol)

$$M^{ij} = -(\sigma_{a,k}^i \phi_{tot}(t_k) + \lambda^i) \delta^{ij} + \sigma_{a,k}^j \phi_{tot}(t_k) f^{ij} + \lambda^j l^{ij} = -\beta^i \delta^{ij} + \gamma^{ji},$$

so dass für alle Nuklidkonzentrationen die Gleichung

$$\frac{d}{dt} \vec{N}(t) = M \cdot \vec{N}(t) \quad (3.14)$$

mit Lösungen der Form

$$\vec{N}(t) = \exp(Mt) \cdot \vec{N}(t_k) = \sum_i c_i \vec{e}_i \exp(\epsilon_i t) \quad (3.15)$$

bestimmt werden muss. Dies geschieht über die Berechnung der Eigenwerte ϵ und Eigenvektoren \vec{e} der Matrix M . MCMATH löst mit Gl. 3.14 nur den Aktinidenteil der Abbrandrechnung.

In CINDER90 und für die Berechnung der Spaltproduktkonzentrationen auch in MC²MATH werden die Differentialgleichung hingegen in Form von Ketten linearer Differentialgleichungen für jeden Transmutationspfad gebracht. Gl. 3.12 geht dann über in⁴⁵

$$\frac{d}{dt} N_i(t) = -\beta_i N_i(t) + Y_i(t) + \gamma_{i-1} N_{i-1}(t).$$

mit einer zusätzlichen Produktionsrate $Y_i(t)$ des Nuklids i durch Spaltung. Um keine zeitabhängige Inhomogenität in den Differentialgleichungen zu erhalten, wird die Produktionsrate $Y_i(t)$ ebenfalls während eines Abbrandschritts k zeitlich gemittelt aus der Anzahl der Spaltungen S_k^j des Nuklids j im Zeitintervall t_k und den Yieldfaktoren Y^{ij} , der Übergangswahrscheinlichkeit in das betrachtete Nuklid i .

$$Y_i(t_k) = \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \sum_j Y^{ij} S_k^j. \quad (3.16)$$

Zum so gemittelten Yieldfaktor tragen sämtlich spaltende Aktinide j bei, wobei die Anzahl der Spaltungen

$$S_k^j = \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \sum_j Y^{ij} \int_{t_k}^{t_{k+1}} dt \sigma_{f,k}^j \phi_{tot}(t_k) N^j(t_k) \quad (3.17)$$

⁴⁵Die Tiefsetzung des Index i soll allein den Übergang zur Kettenbildung andeuten.

im Zeitintervall t_k für z.B. MC²MATH direkt in Mathematica bestimmt wird. Die Yildfaktoren Y^{ij} sind jeweils nuklidspezifisch. In CINDER90 werden eigene Yilddateien in der Datei cinder.dat bereitgestellt.⁴⁶ Eine Besonderheit ist hier, dass das Programm drei verschiedene Energiebereiche - thermisch, schnell, hochenergetisch - für die Yildfaktoren unterscheidet. ORIGEN verwendet die ENDFB-IV Bibliotheken.⁴⁷ MCMATH verwendet Yildfaktoren aus der Datenbank JEF-2.2.⁴⁸

- Mit den berechneten Nuklidkonzentrationen am Ende des Abbrandschrittes wird eine neue MCNPX-Eingabedatei erstellt. Mit MCNPX werden dann wieder für den nächsten Schritt t_{k+1} die Werte für $\phi_{tot}(t_{k+1})$ und $\sigma_x^i(t_{k+1})$ für jede Zelle berechnet. Mit der Ersetzung der zeitabhängigen Werte durch ihre Anfangswerte zum Zeitpunkt t_k wird zwar ein systematischer Fehler begangen. Dieser kann jedoch durch den Einsatz von Korrekturverfahren wie der Predictor-Corrector Methode oder der Berechnung gemittelter Wirkungsquerschnitte für die Mitte eines Zeitschrittes und der Nutzung von Übergangsmatrizen reduziert werden. Eine Diskussion der Ansätze findet sich z.B. in [Xu, 2003; Pistner, 2006].

3.1.4. Bestimmung des totalen Flusses und Normierungskonstanten

Zur Berechnung der Abbrandgleichungen muss der tatsächlich vorliegende Fluss im System für jede einzelne Zelle berechnet werden. Die Tallyergebnisse in MCNPX werden immer pro gestartetem Teilchen des statistischen Ensembles ausgegeben und müssen entsprechend mit der tatsächlichen Teilchenrate multipliziert werden. Es wird zunächst unterschieden, ob ein kritisches System vorliegt oder eine externe Quelle die Neutronen erzeugt.

Im Falle von Reaktoren bestimmt sich ϕ_{tot} aus der freigesetzten Leistungsdichte im Reaktor $P_{cc}(\vec{r}, t)$. Die Leistung wird durch Spaltungen erzeugt, so dass mit einer freigesetzten Energie Q^i der Spaltung des Nuklids i ein totaler Fluss

$$\phi_{tot}(\vec{r}, t) = \frac{P_{cc}(\vec{r}, t)}{\sum_i Q^i \cdot \sigma_f^i(\vec{r}, t) \cdot N^i(\vec{r}, t)} \quad (3.18)$$

⁴⁶Siehe hierzu auch Tab. 4.7, S. 74, und Fussnote 78, S. 73, zur Möglichkeit mit dem Mathematica Notebook `IsotopeGenerator.nb` die Yildinformationen auszulesen.

⁴⁷Es werden nur acht Aktinide berücksichtigt: Th-232, U-233, U-235, U-238, Pu-239, Pu-241, Cm-245, Cf-252

⁴⁸Th-230, U-233, U-234, U-235, U-236, U-238, Pu-239, Pu-241, Pu-242, Am-242m, Np-237, Cm-245

errechnet werden kann. Q hat typischerweise einen Wert von ca. 200 MeV und wird je nach eingesetztem Abbrandsystem unterschiedlich berechnet. In MC²MATH und ORIGEN2 wird eine Näherungsformel nach [Croff, 1980] eingesetzt:

$$Q(Z, A) = 1.29927 \times 10^{-3} \text{MeV}(Z^2 A^{0.5}) + 33.12 \text{ MeV}, \quad (3.19)$$

In CINDER90 wird der Wert der prompten zur Verfügung stehenden Energie (Q_{prompt}) genommen und mit einem konstanten Wert von 1.11 multipliziert, der eine Abschätzung des Anteils durch verzögerte Energiefreisetzung und Energiefreisetzung durch (n, γ) Reaktionen ist.

Die tatsächliche Berechnung des totalen Neutronenflusses in einer Zelle mit Hilfe von MCNPX ist für MC²MATH bzw. MCODE und CINDER90 leicht unterschiedlich. In MC²MATH bzw. MCODE werden mit Hilfe von mit MCNP berechneten effektiven makroskopischen Spaltwirkungsquerschnitten $\Sigma_f^i = N^i \sigma_f^i$ (MT -6)⁴⁹ die Anzahl der Spaltungen in einer Zelle durch ein Nuklid i bestimmt und über alle beteiligten Zellen zur totalen Anzahl an Spaltungen pro Startneutron aufsummiert.

Unter der Annahme einer konstanten Leistung P ist die Spaltrate dann gegeben durch

$$R_f = \frac{P}{Q_{av}} = P \cdot \frac{\sum_i N^i F 4_f^i}{\sum_i Q^i N^i F 4_f^i} \quad (3.20)$$

mit der durch MCNP bestimmten Anzahl an Spaltungen $N^i F 4_f^i V$ des Nuklids i pro Startteilchen in einer Zelle. Für den gesamten Reaktor müssen die Spalraten aller Zellen summiert werden. Die Normierungskonstante (Neutronenproduktionsrate) für Tallies in Reaktorberechnungen ist dann gegeben durch die Spaltrate geteilt durch die Anzahl der Spaltungen

$$R_n = \frac{R_f}{\sum_i N^i F 4_f^i} k_{eff}, \quad (3.21)$$

wobei die Spaltrate für Gleichgewichtssituationen mit konstanter Leistung bei nicht exakt kritischen Systemen durch den Neutronenmultiplikationsfaktor k_{eff} korrigiert werden muss, da sonst durch MCNP berechnete Flüsse und Tallies systematisch aufgrund der zusätzlich (oder weniger) eingebrachten Leistung durch mehr (zu wenig) Neutronen überschätzt (unterschätzt) würden.

⁴⁹Aufgrund der Ortsdiskretisierung in den Zellen und der iterativen Lösung der Abbrandgleichung entfällt in einer Zelle die Orts- und Zeitabhängigkeit.

In CINDER90 wird der totale Fluss nicht über die Bestimmung der Spaltquerschnitte, sondern über die Neutronenrate R_n und durch die Bestimmung des Flusses ϕ_{MCNPX} in Zellen, die spaltbares Material enthalten, errechnet⁵⁰:

$$\phi_{tot}(t) = \phi_{MCNPX} R_n. \quad (3.22)$$

Die Neutronenproduktionsrate R_n ergibt sich im Falle von CINDER90 mit dem über alle Zellen und Materialien gemittelten Energiefreisetzungswert Q_{av} und der ebenfalls gemittelten Anzahl der pro Spaltung freigesetzten Neutronen ν_{av} ,

$$R_n = \frac{P \nu_{av}}{Q_{av}}. \quad (3.23)$$

Bei Kenntnis des totalen Neutronenflusses kann mit Hilfe eines durch MCNPX bestimmten Flusstalles ϕ_{MCNPX} nach Gl. 3.22 die Neutronenrate bestimmt werden. Gl. 3.23 ist mit Gl. 3.21 durch die Beziehung $\nu_{av} \approx k_{eff}/(\sum_i N^i F 4_f^i)$ verknüpft.

Für die in der vorliegenden Arbeit genutzten externen Quellen wird ebenfalls der totale Fluss über die Quellstärke berechnet. Bei einem Fusionsreaktor ist die Neutronenrate gegeben durch 80% der Reaktornennleistung P (α -Power ist 20%):⁵¹

$$R_n(t) = \frac{0.8P(t)}{14.1 \text{ MeV/Neutron} \cdot 1.6022 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV}} \left[\frac{\text{Neutronen}}{s} \right]. \quad (3.24)$$

Im Falle der Berechnungen in Kap. 6 für Spallationsreaktionen gibt MCNPX sämtlich Tallyergebnisse bezogen auf ein Startteilchen aus. Die Anzahl der Teilchen pro Zeiteinheit im Beschleunigerstrahl ist dann über die Ladung Q der Teilchen aus dem verwendeten Beschleunigerstrom I nach dem einfachen Zusammenhang

$$R_p(t) = \frac{I}{Q}. \quad (3.25)$$

⁵⁰Vorsicht ist geboten, wenn Materialien in Zellen mit abgebrannt werden, die kein spaltbares Material enthalten (Borring FRM-II, Bor im Kühlwasser etc.). Die Angaben auf der Burnup Summary Table im Ausgabefile summieren sämtliche Flüsse in allen abgebrannten Zellen. Diese Flüsse müssen für eine weitere Verwendung daher um den Anteil der Zellen ohne Spaltmaterial korrigiert werden. In den Abbrandrechnungen von CINDER90 werden jedoch die korrekten Flüsse verwendet. Lediglich die Ausgabe kann zu Missverständnissen führen.

⁵¹Die DT-Reaktion erzeugt 14.1 MeV Neutronen und 3.5 MeV ^4He als Edukte, mit einem Energieverhältnis von 4:1.

berechenbar (p steht für Proton, Q wäre in diesem Fall gleich der Elementarladung e).

Als Beispiel für das Einsetzen der Normierungskonstanten sei die Berechnung der Plutoniumproduktionsrate der Masse an R_{Pu239} pro Zeiteinheit aus natürlichem Uran angegeben, die durch

$$R_{Pu239}(t) = R(t)V_{cell}m_{Pu239}N_{at}^{U238}F4_{U238} \quad (3.26)$$

direkt aus der MCNP Ausgabe für das F4-Tally (MT 102) berechnet werden kann, mit N_{at}^{U238} [Atome/Barn/cm] der Atomdichte von natürlichem Uran, der Masse eines Plutoniumatoms m_{Pu239} und der zutreffenden Teilchenrate $R(t)$, wie oben für die verschiedenen Fälle vorgestellt.⁵² $F4_{U238}$ ist hierbei die pro einfallenden Teilchen normierte Anzahl der Reaktionen [1/Startteilchen]

$$F4_{U238} = \int_V \int_t \int_E \sigma_{(n,\gamma)}^{U238}(E)\phi(E, \vec{r}, t)dEdt \frac{dV}{V_{cell}}, \quad (3.27)$$

wie sie von MCNPX bereitgestellt wird. V_{cell} ist das Volumen der MCNPX-Zelle, die Isotopenkonzentrationen sind in der Zelle konstant.

Durch Setzen der Segment Divisor Karte SD=1 kann die Volumennormierung in Gl. 3.8 und 3.10 aufgehoben werden und in Gl. 3.26 entfällt der Volumenterm. Dies hat den Vorteil, dass das Volumen einer Zelle nicht explizit ausgerechnet werden muss, was in komplexen Geometrien teilweise mit hohem Aufwand verbunden ist bzw. mit Hilfe statistischer Methoden in MCNP selbst in gesonderten Rechnungen erfolgen muss. Durch Ersetzen der Konstanten C durch die Konzentration N_{at}^{U238} in der Tallydefinition Gl. 3.10 kann auch die Konzentration in Gl. 3.26 entfallen, so dass sie sich auf

$$R_{Pu239}(t) = R(t)m_{Pu239}F4_{U238} \quad (3.28)$$

reduziert.

3.1.5. Energieabhängige Wirkungsquerschnitte

Die meisten in MCNP eingesetzten Wirkungsquerschnittsbibliotheken beruhen auf den Daten der Evaluated Nuclear Data File (ENDF) Bibliothek [ENDF, 2001] und werden in Form verschiedener Distributionen in einem MCNP-lesbaren Format angeboten. Ausser anders angegeben wird in dieser Arbeit die koreanische Bibliothek nach [Gil, 2001] verwendet, die für drei verschiedene Temperaturen vorliegt (300K, 600K, 900K).

⁵²Streng genommen wird die Entstehung von U-239 bestimmt, das jedoch durch doppelten Betazerfall in gegenüber den typ. Bestrahlungszeiten kurzen Halbwertzeiten zu Pu-239 zerfällt.

In Kapitel 5 wird zusätzlich die Fusionsbibliothek FENDL2.1 [Wienke und Herman, 1998], und im Kapitel 6 die LA150 Bibliotheken [Chadwick et al., 1998; Pelowitz, 2008] für Neutronenreaktionen über 20 MeV verwendet.

3.1.6. Statistische Genauigkeit

Der Erwartungswert $E(x)$ einer Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x)$ ist für eine Zufallsgröße x bestimmt durch

$$E(x) = \int x f(x) dx.$$

Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Zufallsgröße nicht bekannt ist, wird sie durch die Monte Carlo Methode durch N Stichproben mit Werten x_i bestimmt. Der Erwartungswert wird daher durch den Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

abgeschätzt. Für sehr große N nähert sich der Mittelwert dem Erwartungswert entsprechend dem Gesetz der großen Zahl an.

Die Varianz der Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma^2 = \int (x - E(x))^2 f(x) dx = E(x^2) - (E(x))^2.$$

sie wird bei Monte-Carlo Berechnungen entsprechend durch

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \approx \bar{x^2} - \bar{x}^2 \quad \text{mit} \quad \bar{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$$

errechnet.

Die statistische Genauigkeit in Monte Carlo Berechnungen ist bestimmt durch die Abschätzung der Varianz des berechneten Mittelwertes $S_{\bar{x}}$ um den Erwartungswert. Die Abschätzung der Varianz des Mittelwertes $S_{\bar{x}}^2$ ist gegeben durch

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{N}.$$

Diese Abhängigkeit der Varianz des Mittelwertes $S_{\bar{x}}^2$ von der Anzahl der Stichproben, also in MCNP der simulierten Teilchen, führt dazu, dass selbst eine Verdoppelung der Genauigkeit eines Resultates nur durch eine Vervierfachung der gestarteten Teilchen erreicht werden kann. Da die Anzahl der Startteilchen im wesentlichen die benötigte Prozessorzeit bestimmt, verlängert sich die Berechnung entsprechend auf das vierfache. Dieser inhärente Nachteil des Monte Carlo Verfahrens erfordert daher zunehmend längere Berechnungszeiten und der erfahrene Nutzer muss immer abwägen, welche Genauigkeit als ausreichend gelten kann. In dieser Arbeit wurde für die meisten Berechnungen ein statistischer Fehler unterhalb von 1-2% erreicht. Bilder mit Angaben zur Reaktivität über den Abbrand enthalten Fehlerbalken die ohne Fehlerfortpflanzung berechnet wurde und dem 99% Konfidenzintervall von $3 S_{\bar{x}}$ entsprechen.

Natürlich ist durch die Kenntnis der Standardabweichung keinesfalls sicher gestellt, dass in der Berechnung keine sonstigen systematischen Fehler enthalten sind. Der Nutzer von Computercodes ist immer gut beraten dem Code eher zu misstrauen und genau zu prüfen, vor allem angesichts der Komplexität von Programmen wie MCNPX oder MCODE.

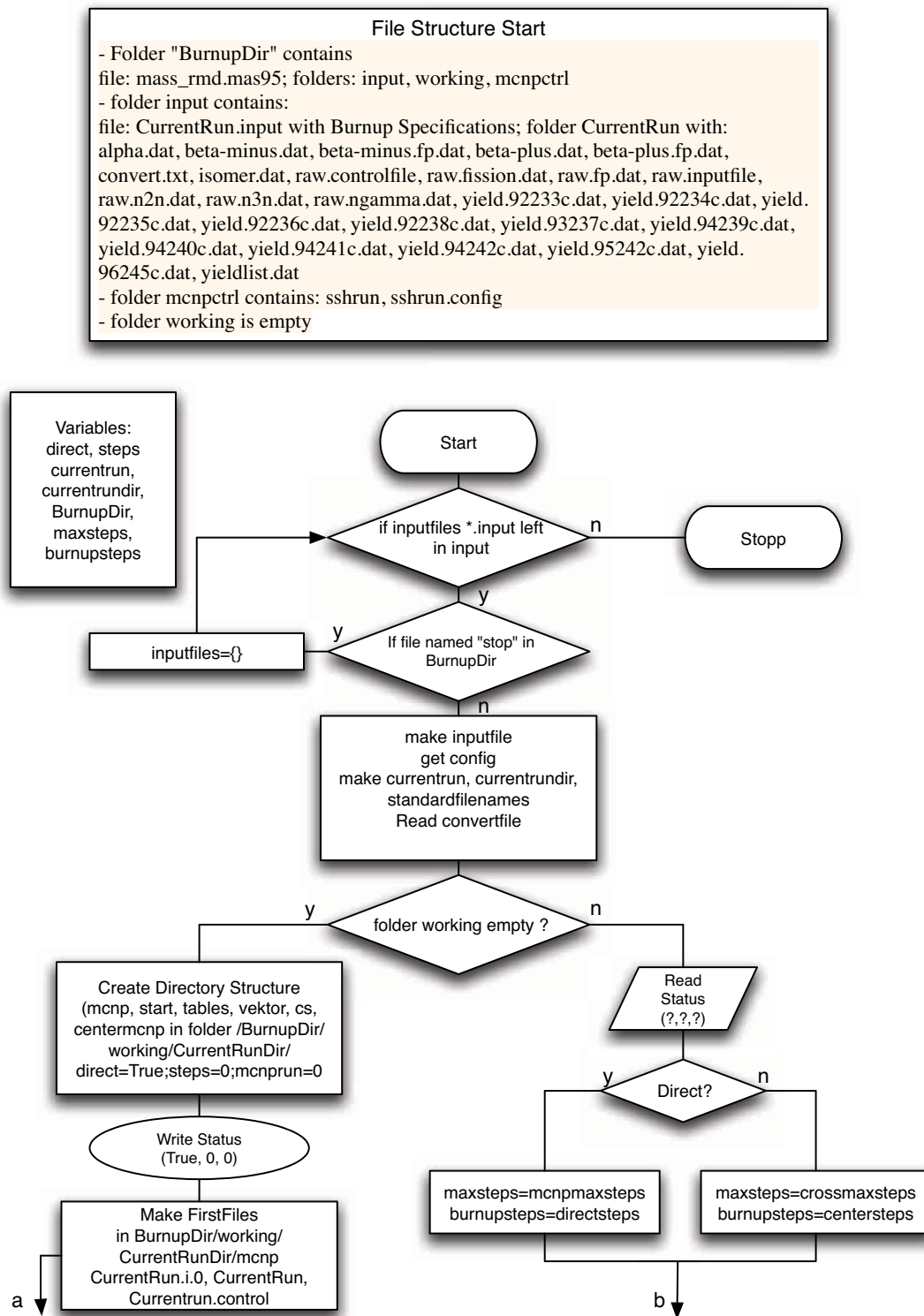


Abbildung 3.1.: Neues Ablaufschema von MCMATH.

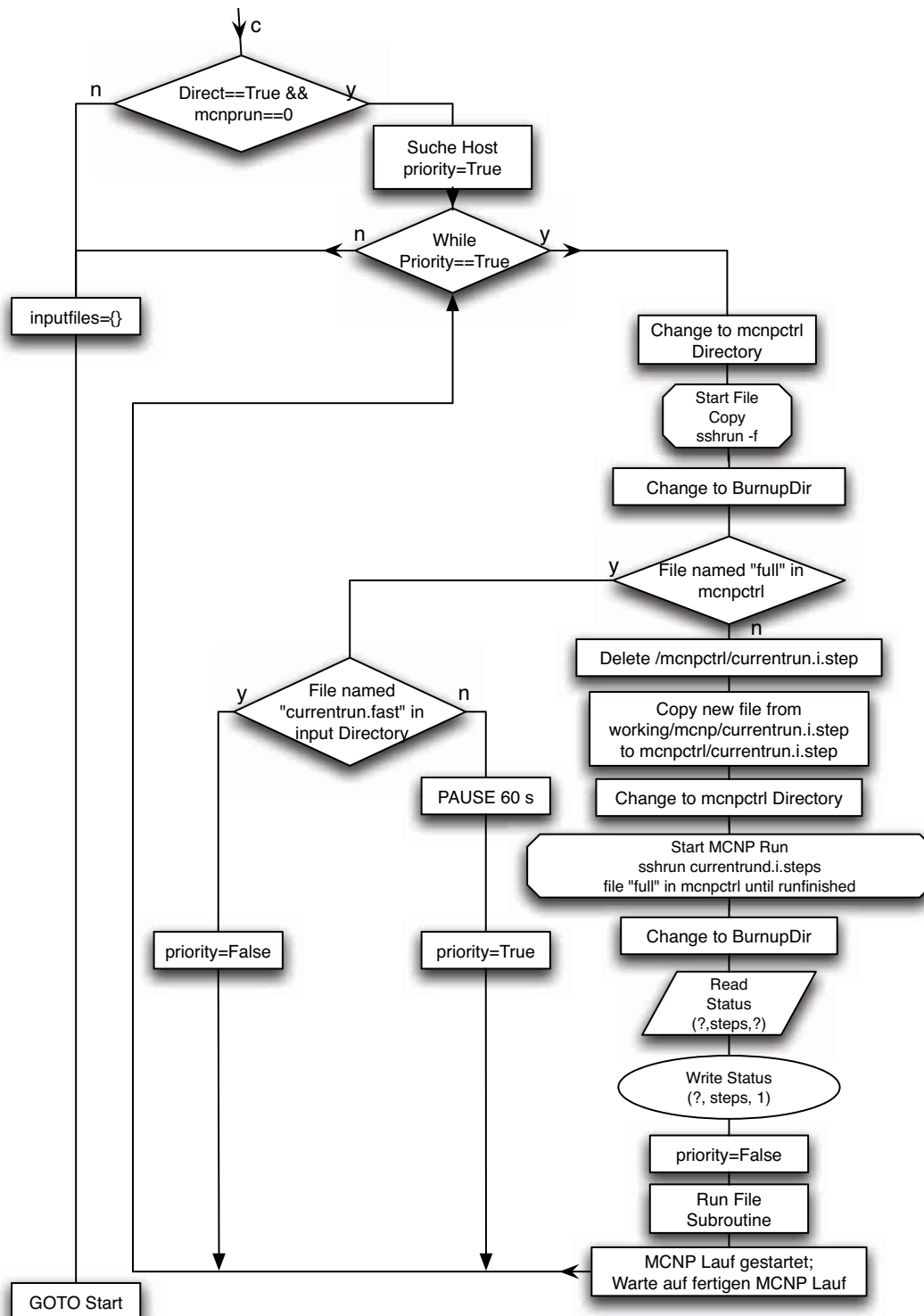


Abbildung 3.2.: Fortsetzung Abb.3.1.

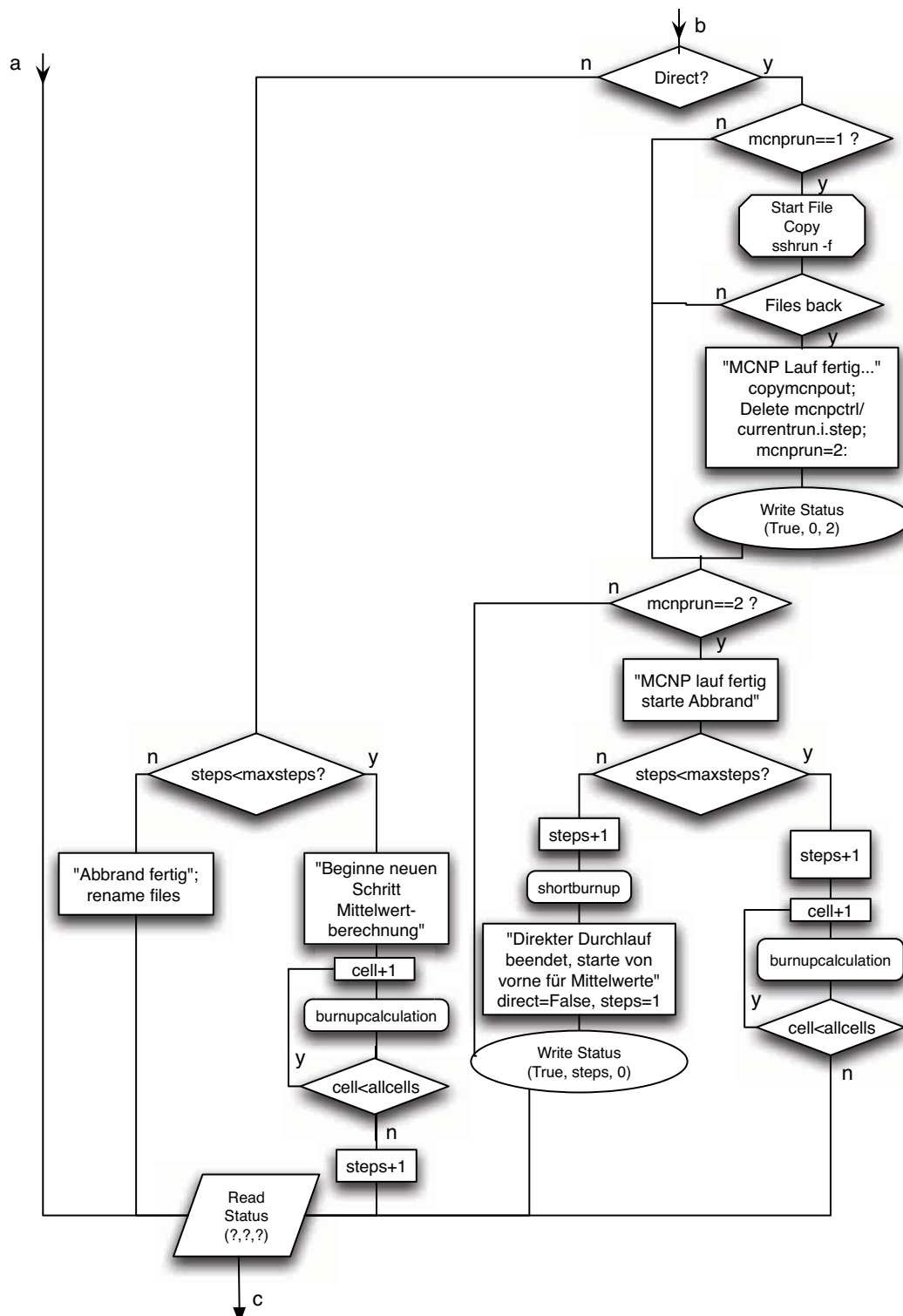


Abbildung 3.3.: Fortsetzung Abb.3.2.

4. Umrüstung von Forschungsneutronenquellen - FRM-II

Die Umrüstung von Forschungsreaktoren von der Nutzung hochangereicherten Urans (HEU - highly enriched uranium) auf niedrigangereichertes Uran als ein Ziel einer proliferationsresistenten Gestaltung nuklearer Technologien steht im Mittelpunkt des folgenden Kapitels. Beispielhaft wird die Möglichkeit der Umrüstung des vor wenigen Jahren neu errichteten Forschungsreaktors FRM-II in München diskutiert. Die eingesetzten Methoden sind jedoch breiter verwendbar für die anstehende Umrüstung anderer Hochflußforschungsreaktoren, insbesondere für Hochflußreaktoren mit einem Brennelement mit evolventenförmigen Brennstoffplatten, wie im derzeit flussstärksten Forschungsreaktor am Institute Laue-Langevin (ILL) in Grenoble oder den Hochflußreaktor (HFIR) am Oak Ridge National Laboratory.

4.1. Vorgeschichte und Stand der Umrüstungsmöglichkeiten des FRM-II

Schon in frühen Phasen der Planungen des FRM-II in den 1980er Jahren war eine Nutzung von HEU als Reaktorbrennstoff vorgesehen [Boening et al., 1983, 1985], auch wenn noch Rechnungen zu niedrigeren Anreicherungen erfolgten [Röhrmoser, 1991]. Es wurde die Nutzung von Uransilizid-Brennstoffs (U_3Si_2) einer Dichte von bis zu $4.8 \text{ g(U)}/\text{cm}^3$ in hochangereicherter Form angestrebt, obwohl U_3Si_2 -Brennstoff ursprünglich für die Reaktorkonversion im von amerikanischer Seite Ende der 1970er Jahre lancierten Reduced Enrichment for Research and Test Reactors Program (RERTR) auch unter deutscher Beteiligung im AF-Programm entwickelt worden war. Demgegenüber hatte die von 1978-80 tagende International Fuel Cycle Conference (INFCE) unter organisatorischer Leitung der IAEA bereits die Dringlichkeit der Umrüstung von allen Forschungsreaktoren von HEU auf LEU betont und entsprechende Empfehlungen ausgesprochen, die allgemein zu so gut wie keinen Reaktorneubauten unter HEU-Nutzung geführt hatten (vgl. ausführlicher in [Glaser, 2005a]).

Aber erst nach dem Wechsel der Bundesregierung im Jahr 1998 wurde die Proliferationsproblematik des Neubaus eines HEU betriebenen Forschungsreaktors auf der politischen Entscheidungsebene diskutiert. Die Brennstoffwahl wurde bundespolitisch und in den Medien heiß diskutiert. Auch aus der naturwissenschaftlich orientierten Friedensforschung wurde Kritik geäußert [Schaper et al., 1992; Liebert, 1995; Ackermann et al., 1999], ebenso legten Fachwissenschaftler des RERTR-Programms alternative Auslegungsmodelle auf LEU-Basis vor [Mo et al., 1995; Hanan et al., 1996]. Die daraufhin einberufene Expertenkommission des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) diskutierte mehrere mögliche Umstellungsvarianten des schon seit 1996 in Bau befindlichen Reaktors [BMBF, 1999]. Empfohlen wurde letztlich jedoch keine der Varianten, die eine Vergrößerung des Brennelements vorsahen und eine LEU Nutzung sicher ermöglicht hätten, sondern der politische Kompromiss sah zunächst eine Inbetriebnahme mit dem geplanten HEU Uransilizid-Brennstoff und eine spätere Umrüstung mit Hilfe neuerer hochdichter Brennstoffe vor. Eine entsprechende Vereinbarung wurde im Jahr 2001 entworfen und paraphiert [BMBF, 2001] und mit Abschluss des atomrechtlichen Genehmigungsverfahrens 2003 unterzeichnet. Die Vereinbarung zwischen Bund und Land Bayern sieht vor, dass der Reaktor bis zum Jahresende 2010 je nach Stand von Forschung und Entwicklung auf weniger als 50 % Anreicherung umgerüstet wird. Weiterhin soll der Betreiber aktiv und mit Unterstützung von Mitteln des BMBF an der Entwicklung eines solchen geeigneten Brennstoffs arbeiten. Im Frühjahr 2004 wurde der FRM-II zum ersten Mal kritisch und wird seither mit HEU-Brennstoff betrieben. Die Möglichkeiten für eine Umrüstung des FRM-II sind damit wesentlich durch die Verfügbarkeit und damit durch die Entwicklung neuer hochdichter Brennstoffe bestimmt.

4.1.1. Aktuelle Brennstoffentwicklung

Seit mehr als zehn Jahren befinden sich Brennstoffe einer Anreicherung unterhalb von 20% mit besonders hoher Urandichte für den Einsatz in Hochflußforschungsreaktoren in Entwicklung. Dabei handelt es sich um Uran-Molybdän (UMo) Brennstoffe bei denen einige Gewichtsprozent Molybdän (i.d.R. 6%-12%, bezeichnet mit z.B. U-6Mo bzw. U-12Mo.) in die UMo-Legierung beigemischt werden. Die Molybdänbeimischung erfolgt, um die erforderlichen Bedürfnisse an die Materialstruktureigenschaften zu erfüllen.

In Dispersionsbrennstoffen werden pulvermetallurgisch gewonnene UMo-Partikel einer Größe bis zu 100 μm in eine Aluminiummatrix eingebettet (Abb. 4.1). Typischerweise ist die Brennstoffzone (Meat) einige 100 μm stark und wird von der Brennstoffhülle (Cladding) aus Aluminium (Al-6061 bzw. AlFeNi) mit einer typischen Dicke von 250-400 μm umgeben. Mit Dispersionsbrennstoffen können effektive Urandichten von 7-8 $\text{g(U)}/\text{cm}^3$ erreicht werden. Monolithischer Brennstoff besteht aus einer einige 100 μm starken Folie aus UMo Metall, die aus einem gegossenen Stück Uran meist

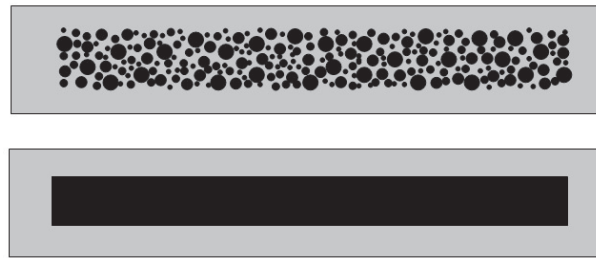


Abbildung 4.1.: Idealisierter Querschnitt durch eine UMo-Dispersionsbrennstoffplatte (oben) mit Brennstoffpartikeln (schwarz) in einer Aluminiummatrix, und eine monolithische UMo-Brennstoffplatte (unten) mit einer Brennstofffolie. (Darstellungsweise entlehnt aus [Clark et al., 2004].)

durch Walzen auf die entsprechende Stärke reduziert wird. Die Folie wird dann in ein Cladding aus Aluminium eingeschweisst (Abb. 4.1). Da monolithischer Brennstoff aus Uranmetall hergestellt wird, ist eine maximale Dichte von $19.05 \text{ g(U)}/\text{cm}^3$ erreichbar, durch die Beimischung von Molybdän reduziert sich die effektive Urandichte auf etwa $16 \text{ g(U)}/\text{cm}^3$. Damit ist das Potential hochdichter Uranbrennstoffe als Alternative zu hochangereicherten Brennstoffen erschöpft.

4.1.2. U-Mo Dispersionsbrennstoffe

Im Jahr 1994 beschloss das U.S. Department of Energy (DoE) die Entwicklung neuer Dispersionsbrennstoffe aus Uran-Molybdän-Legierungen mit noch höheren Dichten ($\approx 8 - 9 \text{ g U}/\text{cm}^3$) als die damals bereits vorhandenen Uransilizid-Brennstoffe (U_3Si_2 , $4.8 \text{ g U}/\text{cm}^3$), um die weitere Umstellung von Forschungsreaktoren auf niedrigangereichertes Uran (Low Enriched Uranium - LEU) zu forcieren bzw. in manchen Fällen überhaupt erst zu ermöglichen.

Im März 1996 wurde mit der Entwicklung dieser hochdichten UMo-Dispersionsbrennstoffe mit dem bis dato bewilligten Budget im Rahmen des *Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR)* Programmes am Argonne National Lab (ANL) begonnen. Weitere Länder schlossen sich den Entwicklungsbemühungen an, so 1999 Frankreich (CEA, CERCA, COGEMA, Framatome-ANP und Technicatome) und seit 2000 Argentinien (CNEA). Parallel zu diesen Bemühungen gibt es seit 1999 ein russisches RERTR Projekt finanziert vom russischen Ministerium für Atomenergie (MINATOM) und dem U.S.-RERTR-Programm zur Entwicklung von UMo-Dispersionsbrennstoff für russische Forschungsreaktoren.

In Bestrahlungsexperimenten, die in einigen Forschungsreaktoren durchgeführt werden können, sind Eigenschaften dieser neuen Brennstoffgeneration getestet worden, wobei

teilweise bereits Bedingungen eines späteren Reaktoreinsatzes berücksichtigt werden konnten. Einen Gesamtüberblick bis 2005 über den Stand der gemeinsamen internationalen Anstrengungen zur Entwicklung der Uran-Molybdän-Dispersionsbrennstoffe (bis zu einer Dichte von $8 \text{ g(U)}/\text{cm}^3$) wurde von [Lemoine et al., 2004] und [Snelgrove et al., 2005] gegeben, wobei die französischen, U.S.-amerikanischen, russischen sowie argentinischen Programme berücksichtigt wurden.⁵³ Die dort beschriebenen Experimente, sowie weitere der letzten Jahre mitsamt einer jeweiligen Gesamtbeurteilung, sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Dabei sind auch ungefähre oder gemittelte Kenndaten angegeben, die über die jeweilige Materialbelastung Auskunft geben können.⁵⁴

Brennstoffschwellen und Si-Addition

Alle an der Entwicklung beteiligte Gruppen haben – beginnend mit 2002 – bestätigt, dass bei der Bestrahlung von Testplatten bei höheren Temperaturen, Spaltraten und Wärmeflüssen ernstzunehmende Probleme auftreten. Bei einigen Experimenten wurde ein äußerst ungünstiges und inakzeptables Schwellverhalten, sog. *pillowing* beobachtet,⁵⁵ die nach heutigem Kenntnisstand auf denselben systematischen Effekt zurückzuführen sind. Demnach bilden sich in der Brennstoffzone unerwartet starke Porositäten aus, die im Laufe der Bestrahlung zu einem Anschwellen der Brennstoffplatte führen. Die Porositäten entstehen nicht in den Brennstoffpartikeln selbst, sondern vielmehr am aluminiummatrixseitigen Rand der (UMo)Al_x-Interaktionsschicht (*interaction layer*), die sich im Laufe der Bestrahlung zwischen den Brennstoffpartikeln und der Brennstoffmatrix herausbildet. Die Porositäten wachsen dann in die Interaktionsschicht hinein und können sich bei erheblichem Wachstum der Interaktionsschicht miteinander verbinden [Hofman et al., 2006].

Bei den detaillierten Untersuchungen der letzten Jahre hat sich gezeigt, dass vor allem der Aufbau höherer Aluminiumanteile mit einem stöchiometrischen Anteil von $x = 4 \approx 7$ in der Verbindung (UMo)Al_x der Interaktionsschicht zu finden war. Auf diesem Befund baut die Hypothese auf, dass die Interaktionsschicht eine sich nicht im Gleichgewicht befindliche amorphe Phase mit variablen Aluminiumanteil aufweist [Hofman et al., 2006].⁵⁶ Aufgrund ihrer Amorphie kann die (UMo)Al_x-Interaktionsschicht

⁵³Das südkoreanische Programm trug hauptsächlich zur Entwicklung des Herstellungsverfahrens *Centrifugal Atomized Powder Production* zur Produktion des UMo Pulvers für Dispersionsbrennstoffe bei. Es konzentrierte sich jedoch auf die Entwicklung von Dispersions- und monolithischen Brennstoffen in einer anderen Brennstoffgeometrie (Brennstoffstäbe), weswegen es in den hier diskutierten Zusammenhängen nur am Rande Erwähnung findet. Für eine Übersicht über den Entwicklungsstand siehe [Kim, 2005].

⁵⁴Die Tabelle ist angelehnt an [Glaser, 2005a], wo Ergebnisse bis 2004 zusammengefasst werden.

⁵⁵Eine detailliertere Beschreibung der früheren Experimente findet sich in [Englert et al., 2006c].

⁵⁶Bisher ist dies eine Hypothese, die von geplanten Neutronenstreuexperimenten widerlegt werden könnte.

die in ihr entstehenden Spaltprodukte nicht in stabile Blasen einschließen. Stattdessen diffundieren die Spaltprodukte nach außen an den Rand der Interaktionsschicht. (In U_3Si , einer Uranlegierung, die ähnliche Eigenschaften aufweist, wurde dieses Verhalten ebenfalls auf die durch Spaltung induzierte Amorphisierung des Materials zurückgeführt (Transformation in ein metallisches Glas), bei der die Viskosität ab- und die Gasmobilität zunimmt.) Demnach entstünde das Problem also im Wesentlichen durch die Amorphie der Interaktionsschicht und durch den Urananteil in der Interaktionsschicht, der zur Entwicklung von Spaltgasen führt.

Im Laufe des Abbrandes vergrößert sich die Interaktionsschicht in Abhängigkeit von der Brennstofftemperatur. Die niedrige thermische Leitfähigkeit der Schicht führt außerdem zu einem zusätzlichen Temperaturanstieg im Innern der Platte, was den schichtbildenden Effekt nochmals verstärkt. Erst ab einer bestimmten Dicke der Interaktionsschicht ($\approx 10 \mu m$) können sich die aus Spaltgasen bestehenden Blasen am Rand der Interaktionsschicht verbinden und größere Porositäten ausbilden. Bedeutsam ist also einerseits der lokale Abbrand, also die Menge an entstandenen Spaltgasen, und vor allem die Spaltrate, also die freigesetzte Menge an Spaltgas pro Zeiteinheit. Die Porenbildung scheint ab einer bestimmten Grenze, den die Spaltrate erreicht, einzusetzen [Hofman et al., 2006]. Ebenso scheint das Porenwachstum sehr sensitiv von der Höhe der Spaltrate abhängig zu sein [Hofman et al., 2006].

Die Rolle der Brennstofftemperatur wird unterschiedlich bewertet. Einerseits wird sie als wichtiger Faktor angesehen, da sie sich auf die Bildung der Interaktionsschicht auswirkt [Lemoine, 2005] andererseits wird der Temperatur des Brennstoffs nur eine untergeordnete Rolle für den eigentlichen Beginn des instabilen Schwellverhaltens zugewiesen [Snelgrove et al., 2005].

	RERTR-1	RERTR-2	RERTR-3	RERTR-4	RERTR-5
Effektive Urandichte	4.0 g/cm ³	4.0 g/cm ³	8.5 g/cm ³	6–8 g/cm ³	6–8 g/cm ³
Abbrand (im Mittel)	40%	70%	40%	80%	50%
Maximaler Wärmefluss	70 W/cm ²	50 W/cm ²	400 W/cm ²	210 W/cm ²	320 W/cm ²
Max. Cladding Temp.	70 °C	65 °C	150 °C	130 °C	175 °C
Stand bzw. Ergebnis	OK	OK	OK	Porositätsbild.	Porositätsbild.

	RERTR-6	RERTR-7a	RERTR-7b	RERTR 8	RERTR 9
Effektive Urandichte	6.0 g/cm ³	versch.	versch.	versch.	versch.
Abbrand (im Mittel)	45%	peak 88%	30%	peak 100%	>100 % LEU Äq.
Maximaler Wärmefluss	160 W/cm ²	340 W/cm ²	≈ 200 W/cm ²	350 W/cm ²	315 W/cm ²
Max. Clad Temp.	200 °C Clad	n.b.	n.b.	n.b.	n.b.
Stand bzw. Ergebnis	teilw. Porositätsbild	teilw. Porositätsbild	OK	OK	OK

Experiment	AFIP-1	AFIP-2	UMUS	FUTURE
Effektive Urandichte	16 g/cm ³	16 g/cm ³	8.0 g/cm ³	8.0 g/cm ³
Abbrand (im Mittel)	n.b.	n.b.	15%	25%
Maximaler Wärmefluss	n.b.	350 W/cm ²	250 W/cm ²	340 W/cm ²
Max. Cladding Temp.			110 °C	130 °C
Stand bzw. Ergebnis	laufend	laufend	gescheitert	abgebrochen

Experiment	IRIS-1	IRIS-2	IRIS-3	IRIS-4	CERCA/TUM
Effektive Urandichte	8.0 g/cm ³	8.0 g/cm ³	8.0 g/cm ³	versch.	versch.
Abbrand (im Mittel)	50%	30 %	56 %	versch.	26 %
Maximaler Wärmefluss	140 W/cm ²	240 W/cm ²	200 W/cm ²	295 W/cm ²	260 W/cm ²
Max. Cladding Temp.	75 °C	100 °C	83 °C	n.b.	90 °
Stand bzw. Ergebnis	OK	abgebrochen	teilw. abgebr.	laufend	Schwellen/teilw. Pillowing

Tabelle 4.1.: Daten und Ergebnisse der abgeschlossenen und der derzeit laufenden U.S.-amerikanischen (obere 12) und französischen (untere

7) Bestrahlungsexperimente von UMo-Dispersions- und monolithischen Brennstoffen. Daten aus [Lemoine et al., 2004; Hofman et al., 2004; Meyer et al., 2006a,b; Röhrmoser et al., 2006; Charallais et al., 2009; Petry et al., 2008; Kim, 2009].

Zusammengefasst kann es daher aufgrund der amorphen Struktur der Interaktionsschicht bei einer bestimmten Kombination von Temperatur, Abbrand, Spaltrate und Zusammensetzung zur beschriebenen Blasenbildung kommen. Das Aufweiten der Platte („pillowing“) muss demnach als ein kombinierter Effekt aus den sich verbindenden Porositäten und dem Druckaufbau durch die gasförmigen Spaltprodukte interpretiert werden [Lemoine et al. 2004b, p. 37].

Ein Ziel der Bemühungen der letzten Jahre war es nun, den Aufbau der Interaktionsschicht selbst zu unterdrücken bzw. das Auftreten höherer Anteile an Aluminium zu vermeiden, um die Interaktionsschicht zu stabilisieren. Sehr vielversprechend war dabei die Beimengung von 2-5% Silizium (Si) zur Aluminiummatrix. Die Addition von Silizium soll vor allem die Bildung von $(\text{UMo})\text{Al}_x$ mit einem stöchiometrischen Aluminiumanteil $x > 3$ verhindern, was sowohl die Diffusionseigenschaften für Uran in die Interaktionsschicht hemmt, als auch die Größe, Zusammensetzung und Kinetik der Interaktionsschicht positiv beeinflusst.

Die Mini-Brennstoffplatten der amerikanischen Experimente RERTR-6, -7, -8, -9 enthielten daher siliziumhaltige Aluminium-Legierungen mit einem Silizium-Anteil von bis zu 5%. Die Nachbestrahlungsuntersuchungen zeigten, dass je nach erreichtem Abbrand eine bestimmte Beimengung an Silizium ausreichte, um das unregelmäßig Schwellverhalten durch Unterdrückung des Wachstums der Interaktionsschicht zu dämpfen, was im Falle eines hohen Siliziumzusatzes auch zu einem regelmäßigen Schwellen geführt hatte. Übersteigt der Abbrand eine bestimmte Schwelle, bei der das jeweilige Silizium in einer Zone um die Brennstoffpartikel „verbraucht“ ist, wächst die Interaktionsschicht wiederum verstärkt und es kommt zum Wachstum von Porositäten.

Durch die Beimischung eines ausreichend großen Anteils an Silizium in die Brennstoffmatrix konnte damit selbst bei sehr hohen Abbränden und Spaltraten die Entstehung der Porositäten in den Miniplatten verhindert werden. Derzeit wird eine Anteil von ca. 2% als ausreichend unter normalen Bestrahlungsbedingungen betrachtet [Kim, 2009].

Die Situation für den FRM-II

Im Rahmen des TUM-CERCA Experiments wurde die Bestrahlung von sechs Testplatten durchgeführt. Die Platten wurden mit dem pulvermetallurgischen Verfahren aus gemahlenem Metallpulver hergestellt (Ground Powder), wobei die Herstellung von Ground Powder mit 50% Anreicherung im industriellen Massstab, wie es für den FRM-II notwendig wäre wohl unrealistisch ist [Petry et al., 2008].

Die Testplatten enthielten Siliziumanteile von 0.07-2.1 wt% in der Brennstoffmatrix, bei einer Porosität (Leervolumenanteil durch pulvermetallurgisches Verfahren) von 6.4-9.0 vol%. Die Bestrahlungsbedingungen erreichten mit maximal 260 W/cm^2 bei einer

erreichten Spaltdichte in der Brennstoffzone von max. $2.1 \cdot 10^{21}$ fis/cm³ ($5.9 \cdot 10^{21}$ fis/cm³ in den Brennstoffpartikeln (Platte 8501) noch nicht ganz die Bestrahlungsbedingungen im FRM-II in den äußeren Zonen der Brennstoffplatte bei Einsatz eines Brennelements mit 50% angereichertem UMo-Dispersionsbrennstoff (max. $\approx 7.5 \cdot 10^{21}$ fis/cm³ in den Brennstoffpartikeln [Glaser, 2005a; Englert et al., 2006c]).⁵⁷ Zum Erreichen der Spaltraten in den äußeren schwerwassernahen Zonen des FRM-II Brennelements mit bis zu $1.5 \cdot 10^{15}$ fis/cm³/s (eine Beschreibung der Reaktor und Brennelementgeometrie findet sich in Kap. 4.3) wären darüber hinaus höhere Abbrandbedingungen nötig. Die maximalen Spaltdichten wurden im TUM-CERCA Experiment bei einer deutlich niedrigeren Spaltrate erzielt. Die maximale Spaltdichte ($5.9 \cdot 10^{21}$ fis/cm³) im TUM-CERCA Experiment wurde in OSIRIS erst nach 147 Tagen [Ripert et al., 2008] erreicht⁵⁸ und ist den 52 Zyklustagen bis zum Erreichen der maximalen Spaltdichte im FRM-II gegenüberzustellen. Ebenso blieben die erreichten Claddingtemperaturen von 98°C unter den im Sicherheitsbericht des FRM-II erwähnten Claddingtemperaturen von etwa 120°C. Für den gegenwärtig eingesetzten Silicium-Brennstoff für zukünftige Bestrahlungsexperimente sind daher Wärmeflüsse von etwa 400 W/cm² nötig [Petry et al., 2008].

Bei allen bestrahlten Platten des TUM-CERCA Experiments trat zwar kein Versagen des Claddings auf, jedoch wurde bei allen Platten eine vom Siliziumanteil abhängige Grenze einer maximalen Spaltdichte von $2.0 \cdot 10^{21}$ fis/cm³ festgestellt [Petry et al., 2008], ab der ein vorliegendes günstiges lineares Schwellverhalten in nichtlineares Schwellverhalten überging (pillowing). Die Platte mit dem günstigsten Schwellverhalten (Platte 8501, 2.1% Si) wurde am längsten bestrahlt, zeigte jedoch ebenfalls zu höheren Spaltdichten hin das ungünstige Schwellverhalten [Petry et al., 2008]. Bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen wird daher vermutlich ebenfalls eine Porositätsbildung an der Interaktionsschicht zu erwarten sein [Leenaers et al., 2008].

Das amerikanische RERTR Programm hat zwar für normale Bestrahlungsbedingungen gezeigt, dass die Silizium-Addition erfolgreich die Porositätsbildung unterdrückt, für die herausfordernden Bestrahlungsbedingungen des FRM-II ist dies jedoch noch nicht ausreichend demonstriert. Die Entwicklung eines für die Bestrahlungsbedingungen des FRM-II qualifizierbaren Dispersionsbrennstoffes ist daher weiterhin notwendig. Aufgrund der fehlenden Skalierbarkeit für industrielle Fertigungsverfahren kann allerdings gemahlenes Pulver nicht eingesetzt werden und es muss nun wieder auf atomisiertes Pulver (atomized Powder) zurückgegriffen werden [Petry et al., 2008]. Das Experiment TUM-CERCA hat gezeigt, dass vor allem ein hoher Porositätsanteil im Brennstoff das nichtlineare Schwellverhalten hinauszögern kann und dass sich Spalt-

⁵⁷Der Maximalwert ergibt sich nur dann, wenn in der Peripherie der Brennstoffplatte die effektive Urandichte von 8 auf 4 g/cm³ reduziert werden sollte. Dieser Maximalwert könnte durch eine reduzierte Anreicherung bei gleicher Urandichte in der Peripherie reduziert werden, würde jedoch wohl dann auch zu Flussverlusten führen.

⁵⁸Dies ergäbe eine maximale Spaltrate von $4.6 \cdot 10^{14}$ fis/cm³/s.

gase, aufgrund der hohen Defektanzahl im Kristallgitter von gemahlenem Pulver, an diesen Defekten ansammeln und dadurch besser zurückgehalten werden können. Der Test IRIS-4 soll weiteren Aufschluss über Möglichkeiten zur Unterdrückung des Wachstums der Interaktionsschicht durch verschiedene metallurgische Verfahren wie das Aufbringen von Oxidationsschichten auf die UMo Partikel oder auch durch modifizierte Defektstrukturen bringen [Ripert et al., 2008]. Es ist heute noch nicht klar, ob die jetzigen Bestrahlungsexperimente und weitere, die noch nötig sind zum Erfolg führen werden. In jedem Fall hat die Schwell-Problematik jedoch die Entwicklung von UMo-Dispersionsbrennstoffen und die Brennstoffqualifikation deutlich um viele Jahre verzögert.

4.1.3. Monolithischer UMo-Brennstoff

Als im Jahr 2002 erstmals vermutet wurde, dass die Interaktionsschicht zwischen Brennstoffpartikeln und Brennstoffmatrix — nicht also die Brennstoffpartikel selbst — Ursache für das Anschwellen der Brennstoffplatten bei Verwendung von UMo-Dispersions-Brennstoffen ist, wurden in den USA Bestrahlungen der reinen UMo-Legierung (als Metallfolie, RERTR-4) durchgeführt.

Die Vorteile von solchen so genannten monolithischen UMo-Brennstoffen gegenüber den UMo-Dispersionsbrennstoffen sind:

- Monolithischer Brennstoff ermöglicht zunächst eine weitere Verdopplung der effektiven Urandichte gegenüber den UMo-Dispersionsbrennstoffen (bis zu über 16 g(U)/cm³). Die erreichbare Dichte liegt damit bereits nahe am physikalischen Limit der Dichte von Uran.
- Gleichzeitig wird die dramatisch reduzierte Größe der Uran-Aluminium-Kontaktfläche die Bildung der Interaktionsschicht reduzieren, was aufgrund des dann möglichen besseren Wärmetransports ggf. zu niedrigeren Brennstofftemperaturen bei höheren Abbränden führt.

Fertigungsverfahren

Parallel zu den ersten Bestrahlungsexperimenten richteten sich viele Untersuchungen monolithischer Brennstoffe auch auf den Herstellungsprozess des Brennstoffs, da dieser als der kritische Aspekt der Brennstoffentwicklung angesehen wird. Zur Herstellung muss eine wenige hundert Mikrometer dicke Folie, die aus einer Uran-Molybdän Legierung besteht, zwischen zwei Aluminiumummantelungen geschweißt werden. Eine Hauptanstrengung des US-RERTR Programmes der letzten Jahre war auch die Weiterentwicklung der Herstellungsverfahren.

Verschiedene Verfahren zur Brennstoffplattenproduktion werden derzeit untersucht, wobei dem so genannten reibungsinduzierten Schweißen (*friction stir welding*, FSW) neben dem isostatischen Pressen (*hot isostatic pressing* - HIP) besondere Bedeutung beigemessen wird. FSW ist ein weltweit genutztes maschinelles Herstellungsverfahren zur Verschweißung unterschiedlicher Materialien und wird z.B. weltweit im Bereich des Flugzeugbau oder bei der Fertigung von Space Shuttle Brennstofftanks eingesetzt. Das Patent für das Verfahren wird von TWI Ltd. mit Sitz in England gehalten.

Bis 2004 gab es zwar noch kaum Erfahrungen bei der FSW Technologie im Umgang mit Materialien, die unter Strahlenschutzrichtlinien fallen, dennoch wurden diesbezüglich in den letzten Jahren große Fortschritte im Herstellungsverfahren gemacht. Mit dem FSW-Verfahren hergestellte Miniplatten wurden erstmals im RERTR-6 Experiment eingesetzt (HIP-Verfahren - RERTR 7). Durch den Bau einer für diesen speziellen FSW-Prozess geeigneten Maschine ist es auf amerikanischer Seite gelungen, die meisten Probleme bei der Herstellung von ganzen Brennstoffplatten zu lösen und schon erste ganze Platten in die Experimente AFIP-1 und AFIP 2 einzusetzen. Ebenfalls gibt es erste Planungen für eine industrielle Fertigung [Wachs et al., 2008b].

Auf französischer Seite wurden ebenfalls Fortschritte zur Fertigung mit dem FSW Prozess gemacht [Jarousse et al., 2006]. Noch steht es allerdings aus, eine Fertigung im industriellen Maßstab zu entwickeln. Eine neue Kooperation zwischen der TU München und AREVA-CERCA soll die Bemühungen nun erneuern. Vorgesehen ist zunächst die Auswahl einer geeigneten Interdiffusionsbarriere mittels Schwerionenbestrahlungsexperimenten, um Porositätsbildung zwischen Brennstoff und Cladding zu verhindern. Der so ausgewählte Diffusionsblocker soll dann mit Hilfe von Sputter-Technologie auf monolithische Platten aufgetragen werden und erst dann soll das eigentliche Schweißverfahren an der so vorausgewählten Materialkombination getestet werden. Die Herstellung der monolithischen Folie aus abgereichertem Uran soll ebenfalls mit Sputter-Technologie erfolgen, wobei mit einer industriellen Fertigung in näherer Zukunft wohl nicht zu rechnen ist. Mit Ergebnissen ist spätestens Anfang 2011 zu rechnen [Jarousse et al., 2009].

Desweiteren wird noch ein alternatives Verfahren zur Herstellung von Brennstoffplatten – transient liquid phase bonding (TLPB) – in den USA untersucht. Brennstoffplatten, die mit diesen Verfahren hergestellt wurden, wurden im Rahmen des RERTR-7 und -8 Experimentes untersucht.

In der Diskussion um die Herstellungsverfahren wurde ferner die Frage aufgeworfen, inwiefern die derzeit betrachteten Fertigungstechniken auch auf gebogene Brennstoffplatten (wie beim FRM-II) anwendbar wären bzw. ob gegebenenfalls Brennstoffplatten mit einer variablen Brennstoffstärke und unter Zusatz von brennbaren Neutronengiften herstellbar wären. Erste Ergebnisse vom Idaho National Laboratory zeigen vielversprechende Resultate und haben die grundsätzliche Machbarkeit gezeigt [Woolstenhulme

et al., 2008].

Ergebnisse der bisherigen Bestrahlungsexperimente

Die Ergebnisse der Untersuchung der ersten zwei bestrahlten monolithischen Miniplatten im RERTR-4 Experiment waren sehr erfolgversprechend [Hofman und Meyer, 2002]. Die Nachbestrahlungsuntersuchungen zu RERTR-4 zeigten einen sehr regelmäßigen Aufbau der Interaktionsschicht an der Grenzfläche von UMo-Brennstoff zu Al-Cladding und eine sehr gute Spaltgasblasenmorphologie [Hofman und Snelgrove, 2003]. Inzwischen sind weitere Bestrahlungsexperimente für monolithische Brennstoffe in den USA vorgenommen worden: RERTR-6, -7a, -8a, 8b, 9, AFIP-1, AFIP-2 (vgl. Tab. 4.1). Es zeichnet sich folgendes Bild ab: In den Experimenten RERTR 6 und 7 kamen mit dem FSW Prozess hergestellte Mini-Platten zum Einsatz. Insgesamt war das Brennstoffverhalten während des Abbrands als stabil und gut einzuschätzen.⁵⁹ Allerdings trat dieselbe Problematik der Porositätsbildung in der Interaktionsschicht, wie sie bei Dispersionsbrennstoffen zu sehen war, ebenfalls bei mit FSW gefertigten monolithischen Brennstoffen an der Grenzfläche zwischen der UMo-Folie und dem Cladding-Material auf. Ab einer Dicke der Interaktionsschicht von etwa $4\text{ }\mu\text{m}$ wird diese instabil, wenn nicht genug Si im Claddingmaterial vorhanden ist. Die Porositäten können dazu führen, dass das Cladding sich vom Brennstoff abtrennt und ein Hohlraum entsteht (delamination, debonding) [Finlay et al., 2007; Wachs et al., 2008a]. Mini-Platten die mit dem HIP Prozess hergestellt wurden zeigten im RERTR-8 Experiment sehr gutes Bestrahlungsverhalten bei einer mittleren Spaltdichte von $6.0 \cdot 10^{21}\text{ fis/cm}^3$ [Robinson et al., 2008].

Trotz diesen positiven Ergebnissen für die mit HIP gefertigten Miniplatten wurden verschiedene Möglichkeiten untersucht, um das Auftreten der Porositäten zu verhindern. Dazu wird ähnlich wie bei den Dispersionsbrennstoffen eine dünne Zwischenschicht aus Silizium als Diffusionsblocker zwischen Brennstoff und Cladding aufgetragen, alternativ wurde auch eine dünne Schicht aus Zirkonium untersucht. Erste Miniplatten wurden im RERTR-9 Experiment bestrahlt. Eine der Platten mit einer Si-Schicht wurde bis zu einer mittleren Spaltdichte von $7.8 \cdot 10^{21}\text{ fis/cm}^3$ bestrahlt mit einer Spitzenbelastung von bis zu $1.2 \cdot 10^{22}\text{ fis/cm}^3$, dem 1.6 fachen, was ein LEU Brennstoff je erreichen würde und schwoll stark an. Die zweite Platte mit einer mittleren Spaltdichte von $6.2 \cdot 10^{21}\text{ fis/cm}^3$ zeigte hingegen sehr gutes Verhalten. Die beiden Platten mit einer Zirkonium Schicht zeigten beide sehr gutes Bestrahlungsverhalten bei Spaltdichten bis zu $7.5 \cdot 10^{21}\text{ fis/cm}^3$ [Robinson et al., 2008].

Die Ursprünglich geplanten Experimente im sogenannten ‘common TUM/CEA/CERCA Experiment (IRIS-5)’ [Röhrmoser et al., 2005], die eine Bestrahlung vollständiger monolithischer Brennstoffplatten im französischen OSIRIS

⁵⁹Details zu RERTR-6 und 7 Experimenten finden sich in [Englert et al., 2006c].

Reaktor vorsahen [Snelgrove et al., 2005; Röhrmoser et al., 2005] wurden offenbar nicht durchgeführt. Die Kooperation der TUM mit CERCA-AREVA konzentriert sich derzeit auf die Brennstofffertigung [Jarousse et al., 2009]. Bestrahlungsexperimente scheinen in nächster Zeit nicht vorgesehen zu sein.

Zusammenfassung für monolithische Brennstoffe und Bedeutung für den FRM-II

Bislang liegen keine Erkenntnisse vor, die einer Qualifizierung der monolithischen UMo-Brennstoffe in den USA bis Ende 2011⁶⁰ prinzipiell im Wege stehen könnten. Es sind allerdings noch weitere Bestrahlungsexperimente und Tests notwendig. Einige fertigungstechnische Probleme konnten durch die Weiterentwicklung der FSW-Technik behoben werden und die Entwicklung zur Fertigung im industriellen Maßstab wird nach wie vor nicht als problematisch angesehen [Wachs et al., 2008a]. Der Fokus im amerikanischen RERTR Brennstoffentwicklungsprogramm liegt nun auf den monolithischen Brennstoffen, auch weil diese für die Umstellung einiger amerikanischer Hochflußreaktoren (HFIR, ATR, NIST, MURR, MITR-II)⁶¹ benötigt werden, die bis 2014 umgestellt werden sollen.⁶²

Insgesamt werden den monolithischen Brennstoffen nach heutigem Kenntnisstand und unter Kenntnisnahme der Probleme mit den UMo-Dispersionsbrennstoffen das größte Potenzial zur Umstellung von Hochflußreaktoren beigemessen. Bestrahlungsexperimente mit Dispersionsbrennstoffen für den FRM-II sind nach wie vor kritisch einzuschätzen, falls für den FRM-II realistische Spaltraten (gemessen in den Brennstoffpartikeln: 10^{15} fi/cm³s und darüber) erzielt werden sollen, es sei denn die positiven Eigenschaften der Addition von Silizium würden sich sogar für solche extremen Bedingungen erfüllen. Ohne das Erreichen dieser hohen Spaltraten wären die durchgeführten Bestrahlungsexperimente aber nur begrenzt auf den möglichen Einsatz im FRM-II übertragbar.

Überdies bieten die monolithischen Brennstoffe aufgrund ihrer extrem hohen Urandichte eine bessere Möglichkeit als die Dispersionsbrennstoffe, die hohen Anforderungen des FRM-II bezüglich einer minimal zu verwendenden Anreicherung bei nur geringen Verlusten für die Gesamtgüte zu erreichen und müssen daher generell als günstiger

⁶⁰[Wachs et al., 2008a]

⁶¹High Flux Isotope Reactor at the Oak Ridge National Laboratory - HFIR, the Advanced Test Reactor at the Idaho National Laboratory - ATR, the National Bureau of Standards Reactor at the National Institute of Standards and Technology NIST, the Missouri University Research Reactor at the University of Missouri-Columbia MURR, and the MIT Reactor-II at the Massachusetts Institute of Technology, MITR-II

⁶²Kommunikation mit P. Staples (Reactor Conversions Program Manager, Office of Global Threat Reduction, DOE-NNSA), Dokumente: „Reactors identified for Conversion-2007“ und „Working List of 129 Reactors identified for Conversion“

zum Erreichen einer möglichst weitgehenden Proliferationsresistenz betrachtet werden.

4.2. Kriterien der Optimierung einer Umrüstung

Für die Umrüstung eines Forschungsreaktors von HEU- auf LEU-Brennstoffe müssen verschiedene sich teilweise widersprechende Optimierungsziele angestrebt werden. Bei der Auslotung der Möglichkeiten müssen mehrere Kriterien berücksichtigt werden:

Proliferationsresistenz

Die Nutzung von hochangereichertem waffengrädigem Uran in Forschungsreaktoren ist hochproblematisch. Knapp 60 Staaten nutzen Forschungsreaktoren und hätten bei Akzeptanz einer HEU Nutzung ($>20\%$ U-235) ein zivil legitimes Argument für die Lagerung von Waffensstoff. Eine Nutzung von niedrigangereichertem Uran bzw. eine weitestgehende Minimierung der Anreicherung ist daher aus proliferationspolitischer Sicht unverzichtbar und steigert die Proliferationsresistenz der Reaktornutzung. Eine Anreicherung von 50% HEU, wie es im Falle einer Umrüstung des FRM-II mit Dispersionsbrennstoff notwendig wäre [Röhrmoser et al., 2004], steigert die Proliferationsresistenz im Vergleich zu 93% angereichertem HEU nur geringfügig. Die benötigte kritische Masse für den Bau einer Kernwaffe aus Brennstoffmaterial würde zwar in etwa verdreifacht (Vgl. Abb. 2.1), dies wäre aber noch kein Ausschlusskriterium für eine theoretische Waffenverwendbarkeit und der Radius des Kernwaffenpits und damit die Größe einer Waffe wäre nur in geringem Umfang betroffen. Auch der Neutronenhintergrund ist noch nicht so hoch, dass der Bau einer einfachen Waffe nach dem Kanonenrohrprinzip auszuschließen wäre.⁶³ Zudem könnte der Fall des FRM-II in Zukunft Begehrlichkeiten auch bei anderen Nationen wecken. Es ist daher notwendig eine möglichst niedrige Anreicherung zu erreichen bzw. möglichst der internationalen Norm einer Anreicherung von maximal 19.75% LEU zu entsprechen.

Wissenschaftliche Nutzbarkeit

Die eigentliche Aufgabe des Reaktors, die Herstellung von Neutronen für die Forschung darf nicht gefährdet werden. Mehrere Indikatoren können betrachtet werden, um eine quantitative Abschätzung der wissenschaftlichen Nutzbarkeit im Falle eines Forschungsreaktors vom Strahlrohrtyp, wie dem FRM-II, zu geben. Zunächst ist sicherlich

⁶³Zu den Möglichkeiten mit Anreicherungen zwischen 20% und 90% eine Waffe zu bauen siehe auch Fußnote 12 hier, und vor allem Appendix A.1 in [Glaser, 2005a].

eine entscheidender Indikator der maximale Fluss des Reaktors, wie er nominell ohne Reaktoreinbauten in einer bestimmten Entfernung zum Reaktorkern erreicht werden kann, sowie der Fluss an bestimmten typischen Positionen im ungestörten Moderatortank, berechnet ohne Einbauten, wie die Position der kalten Neutronenquelle (KNQ) die im Falle des FRM-II einen großen Teil (ca. 50% [Böning et al., 1999]) der wissenschaftlichen Experimente mit Neutronen speist. Entscheidender noch ist jedoch der Fluss unter Berücksichtigung der Einbauten an der Position der Strahlrohrnasen bzw. am Beginn der Neutronenleiter während eines typischen Betriebszyklus. Weiterhin hat die Gesamtzyklusdauer Einfluss auf die Güte, da sie im Wesentlichen für die maximale durchgängig mögliche Bestrahlungszeit ausschlaggebend ist, wobei bei weitem nicht alle Experimente die gesamte Zykluslänge ausnutzen und je nach Experiment auch mehrfache Bestrahlungszyklen zur Messung möglich sind. Durch Verbesserungen des Betriebsmodus kann eventuell auch Leerzeit beim Brennelementwechsel eingespart werden, um Verkürzungen der Zyklusdauer zu kompensieren. Darüberhinaus ist die Güte der eingesetzten neutronenoptischen Bauelemente, wie etwa der Neutronenleiter bzw. die Anzahl und Güte der Instrumente von Bedeutung.

Verfügbarer Brennstoff:

Die Verfügbarkeit eines qualifizierten Brennstoff ist sicherlich eine Grundvoraussetzung für die Konversion und für die Möglichkeiten einer Optimierung. Derzeit werden sowohl monolithische als auch Dispersionsbrennstoffe auf der Basis von UMO-Legierungen entwickelt mit der Perspektive einer Qualifizierung in den USA für 2010 bzw. 2011 (vgl. Kap. 4.1). Bei der Verfügbarkeit spielt auch die Frage der Lieferbarkeit eine wichtige Rolle (Vgl. Kap. 2.3). Für HEU-Brennstoff gibt es deutliche Beschränkungen.⁶⁴ LEU Brennstoffe können demgegenüber als allgemein verfügbar gelten.

Sicherheitskriterien

Wesentliche Sicherheitsparameter des Reaktors müssen bei einer Konversion eingehalten werden. Indikatoren für eine mögliche Beeinflussung sicherheitsrelevanter Betriebsparameter sind unter anderem der Wärmefluss über die Brennstoffplatten an das Kühlmittel und die maximale Leistungsspitze im Vergleich zur mittleren Leistung des Reaktors. Darüber hinaus sind für eine endgültige sicherheitstechnische Bewertung auch die Brennstoffplattentemperatur, die thermohydraulische Stabilität und Auswirkungen

⁶⁴Die USA liefern seit dem 1992 beschlossenen Schumer-Amendment nur noch ausnahmsweise dann HEU-Brennstoffe, wenn sichergestellt ist, dass eine Umrüstung auf LEU-Brennstoff läuft bzw. fest vorgesehen ist.

auf Reaktivitätskoeffizienten wie den Brennstoff-Temperaturkoeffizienten, Moderator-Temperaturkoeffizienten und Moderator-dichte-Koeffizienten zu berücksichtigen. Letztgenannte Kriterien können im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchung nicht geleistet werden, die hier vorgestellten und entwickelten Untersuchungsmethoden und Mathematica Programme bieten jedoch alle Möglichkeiten, die neutronenphysikalische Seite einer solchen Untersuchung abzudecken.

Finanzierung

Die Finanzierbarkeit einer Umrüstung spielt eine wesentliche Rolle. Bei einigen Umrüstungsbeispielen der Vergangenheit lohnte sich die Umrüstung etwa für die noch anstehende Restbetriebslaufzeit nicht mehr bzw. ein Neubau konnte ebenfalls in Betracht kommen. Die laufenden Betriebskosten sollten möglichst auch nicht deutlich höher werden durch eine Reaktorkonversion. Es ist zu beachten, dass bei einer bestimmten festgehaltenen Kostengrenze mögliche Flussverluste infolge einer Konversionsvariante des Brennelements durch eine Aufrüstung der Neutronenoptik bzw. der Instrumente aufgefangen werden kann [Glaser, 2007; Englert und Liebert, 2008a,b]. Hier gilt es abzuwägen, wo die Mittel besser eingesetzt wären.⁶⁵

⁶⁵Im Rahmen des ILL-Millennium Programms konnte die Gesamtperformance durch Erneuerung der Instrumente und der Neutronenoptik bis 2006 um einen Faktor 10 gesteigert werden, bis 2010 wird ein Faktor 16 erwartet.[Dubbers, 2006, Folie 9]

4.3. Reaktorbeschreibung und MCNPX HEU Referenzmodell

Nachfolgend werden kurz die wichtigsten Kenndaten des FRM-II, des Brennelements und der Moderatortankeinbauten vorgestellt. Der Forschungsreaktor München II wurde auf dem Gelände der Technischen Universität München (TUM) in Garching von 1996-2003 erbaut, erreichte zum ersten Mal die Kritikalität 2004 und wird seither von der TUM betrieben. Der Reaktor ist von der prinzipiellen Bauweise her identisch mit dem Hochflußreaktor am Institute Laue Langevin in Grenoble und arbeitet im so genannten inversen Flussfallen-Modus (inverse flux trap [Boening und Hardt, 1987]), in dem in einem kleinen Volumen eine hohe Spaltrate und damit eine hohe Quelldichte für Neutronen erreicht wird. Ein Teil der schnellen Neutronen verlässt den untermoderierten Kern des Reaktors und wird nachfolgend in einem umgebenden Moderator aus Schwerwasser auf thermische Energien abgebremst. Damit wird die Neutronenproduktion von der Neutronennutzung abgekoppelt. Der Moderator hat im Fall des FRM-II einen Durchmesser von 3.2 m, um die schnellen Neutronen effektiv abzubremsen und lange Diffusionszeiten zu ermöglichen. Schwerwasser ist Leichtwasser als Moderator vorzuziehen, aufgrund der geringeren Neutronenabsorption und aufgrund seiner geringeren Abbremsleistung für Neutronen. So kann das Maximum des Flusses weiter aussen im Moderatortank liegen und der Einbau von Moderatortankinstallationen erfolgen.

Auf Basis der nachfolgend vorgestellten Daten der gegenwärtig noch genutzten HEU-Geometrie des FRM-II wurde ein HEU-Referenzmodell in MCNPX modelliert, das für die Bewertung der Berechnung verschiedener Umstellungsvarianten als Vergleichsmodell dienen kann. Das MCNP Modell des ungestörten Reaktors ohne Regelstabbewegung wurde bereits in [Glaser, 2005a] entwickelt, die hier vorgestellten Modellierungen bauen zum Teil auf dieses ältere Modell auf und erweitern es durch eine detaillierte Berücksichtigung der wichtigsten Reaktoreinbauten und einiger Neutronenleiter und der Implementierung einer Abbrandroutine mit Regelstabbewegung (Siehe Tab. 4.2 für einen Grobüberblick der in dieser Arbeit verwendeten Modelle).

4.3.1. Brennelement

Der FRM-II wird derzeit mit einem Brennelement auf der Basis von Uransilizid Brennstoff (U_3Si_2) in einer Aluminiummatrix mit einer Anreicherung von 93% betrieben. Die 113 Brennstoffplatten mit einer Stärke von 1.36 mm werden evolventenförmig in einem zylindrischen Brennelement angebracht (Abb. 4.2), so dass die Kühlkanalbreite von 0.38 mm zwischen den Platten konstant bleibt.

Name des MCNP Input Decks	Berücksichtigte Einbauten	Abkürzung
HEU_reference	Ungestört ohne Reaktoreinbauten, (Brennelement "schwebt" frei im Moderatortank. Rotations- und Spiegelsymmetrie Kernmittelebene	HEUref)
HEU_reference_CNS	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten	HEUrefCNS
HEU_reference_CNS_cr	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten und Regelstabbewegung	HEUrefCR
HEU_reference_CNS_cr_BT	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten, Regelstabbewegung und Erweiterung bis zum Neutronenleiter.	HEUrefBT
Mod	Ungestört ohne Reaktoreinbauten mit verschiedenen Modifikationen der Geometrie und Leistung	Mod
LEUparam	Ungestört ohne Reaktoreinbauten für Parameterstudie	LEUparam
LEU1_CNS	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten	LEU1CNS
LEU_CNS_cr	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten und Regelstabbewegung.	LEUcr
LEU_CNS_cr_BT	Mit sämtlichen Moderatoreinbauten, Regelstabbewegung und Erweiterung bis zum Neutronenleiter.	LEUBT

Tabelle 4.2.: Bezeichnungen und Abkürzungen verschiedener Versionen der MCNP Input Decks des FRM-II.

Die Brennstoffplatte selbst hat eine Stärke von 0.60 mm und ist von der Brennstoffhülle (cladding) mit einer Stärke von 0.38 mm umgeben. Bei einem Radius von 105.6 mm ist ein Dichtesprung von 3.0 auf 1.5 g/cm³ in die Brennstoffmatrix eingebaut, da sonst in den Außenzonen des Brennelements aufgrund der vom Schwerwasser zurückreflektierten thermalisierten Neutronen unzulässige Leistungsspitzen vorkommen würden (siehe Abb. 4.3). Das Brennelement hat eine Höhe von 70 cm mit einem Innenradius von 6.5 cm und einem Aussenradius von 11.4 cm so dass sich ein Gesamtvolumen von $19.56 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$ ergibt. Die aktive Zone des Brennstoffs beginnt ab einem Radius von 6.75 cm bis zu einem Radius von 11.2 cm. Das mit Brennstoff gefüllte Volumen beträgt dann $2.96 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$. Insgesamt ist in einem Brennelement des FRM-II ein Gesamtinventar von 8.11 kg HEU enthalten. Wichtige Kenndaten des Brennelements in der gegenwärtigen HEU-Geometrie werden in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Das ungestörte MCNP Modell, ohne Regelstabbewegung in der gegenwärtigen HEU Brennelementgeometrie wurde in [Glaser, 2005a] mit Daten der TUM verglichen und zeigte im Rahmen einer neutronenphysikalischen Simulation eine sehr gute Übereinstimmung bezüglich der Neutronenflussanalyse im Moderatortank, der erreichbaren Zykluslänge und der Nuklidzusammensetzung nach dem Abbrand. Details zu den im HEU-Brennelement eingesetzten Materialien und ihre Umsetzung für die Modellierung sind ebenfalls in [Glaser, 2005a] enthalten und werden hier nicht wiedergegeben.

Innenradius des Brennelements:	59.0 mm
Aussenradius des inneren Brennelementzylinders:	65.0 mm
Innenradius der Brennstoffzone:	67.5 mm
Aussenradius der Brennstoffzone:	112.0 mm
Innenradius des äußeren Brennelementzylinders:	114.5 mm
Außenradius des Brennelements:	121.5 mm
Innenradius des Zentralkanalrohrs:	123.0 mm
Aussenradius des Zentralkanalrohrs:	131.0 mm
Brennstoffstärke (meat):	0.60 mm
Brennstoffhüllendicke (cladding):	0.38 mm
Breite des Kühlkanals (cooling channel):	2.20 mm
Bogenlänge der inneren Brennstoffzone:	51.50 mm
Bogenlänge der äußeren Brennstoffzone:	10.90 mm
Bogenlänge der ges. Brennstoffplatte:	69.40 mm
Gesamthöhe der Brennstoffplatte:	720.0 mm
Höhe der Brennstoffzone:	700.0 mm

Tabelle 4.3.: Kenndaten des FRM Brennelements [Glaser, 2005a; Gaubatz, 1999].

Es sei bereits hier darauf hingewiesen, dass in der Peripherie der Platte, in der die effektive Urandichte (aus neutronenphysikalischen Gründen) halbiert ist (1.5 g/cm^3 für HEU, siehe auch Abb. 4.3), durch verschiedene Maßnahmen auch für monolithischen Brennstoff ein entsprechender Effekt erzielt werden kann. Denkbar sind beispielsweise eine reduzierte Dicke der Brennstoffzone oder eine reduzierte Anreicherung des Brennstoffs. In den im folgenden diskutierten Simulationsrechnungen für die Konversion wurde dieses Merkmal formal durch eine reduzierte Dichte der Brennstofffolie berücksichtigt (8.0 g/cm^3 in der Peripherie der Platte).

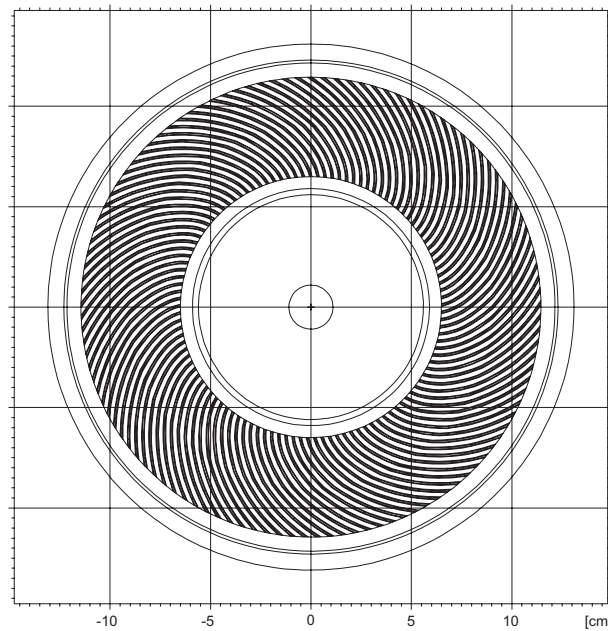


Abbildung 4.2.: Querschnitt durch das Brennelement des FRM-II in der gegenwärtigen HEU-Geometrie.

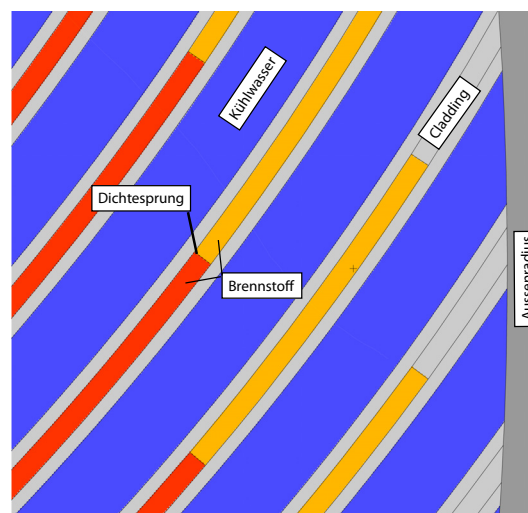


Abbildung 4.3.: Detailausschnitt aus dem MCNP Modell am äußeren Rand der Brennstoffplatten zum Moderatorbecken. Zu sehen ist der Dichtesprung in der gegenwärtig genutzten HEU-Geometrie.

4.3.2. Regelstab mit Borring

Die Regelstabeinheit ist zu Beginn eines Zyklus und zum Abschalten des Reaktors komplett vertikal in die Mitte des Brennelements eingefahren, so dass der den oberen Regelstab umgebende Hafniumabsorber einer Wandstärke von 1 cm die überschüssige Reaktivität auffangen kann. Das Innere des Absorberteils ist mit Aluminium anstatt mit Leichtwasser ausgefüllt, um einen positiven Void-Koeffizienten zu verhindern. Lediglich zwischen dem inneren Aluminiumkern und dem Al-Füllkörper befindet sich ein kleiner Kühlkanal für Leichtwasser, ebenso wie zwischen dem Hafniumabsorber und dem Al-Füllkörper. Details der Modellierung sind in Abb. 4.4 dargestellt, die entsprechenden Abmaße sind in Tab. 4.4 wiedergegeben. Im unteren Teil des Regelstabs folgt dem Hafniumabsorber der Beryllium-Moderator/Reflektor, der mit dem Hafniumabsorber durch eine dünne Zwischenschicht aus Aluminium verbunden ist. Der Beryllium-Moderator wird im Inneren durch eine Bohrung und durch einen schmalen Kühlspalt zur äußeren Aluminiumhülle gekühlt.

Fünf Abschaltstäbe sind während des Normalbetriebs aus dem Reaktor herausgezogen, können aber im Falle der Notwendigkeit einer Reaktorschnellabschaltung in den Reaktor eingefahren werden. Die Abschaltstäbe wurden beim Aufbau des MCNPX Modells mit berücksichtigt und können in zukünftigen Berechnungen mit Hilfe des Mathematica Notebooks `Moderatortank_Installations.nb` jederzeit leicht in die Geometrie eingespielt werden (s.u. Kap. 4.4). Details zur Geometrie der Abschaltstäbe sind [Gaubatz, 1999] entnommen.

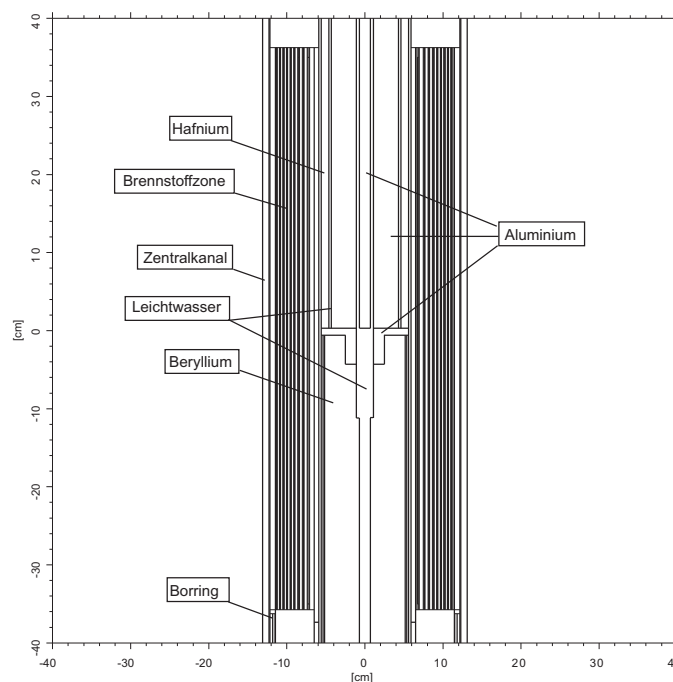
Durch Ziehen des Regelstabs nach oben wird dem Kern während des Abbrandes Reaktivität zugeführt, so dass er während eines typischen Zyklus von 52 Tagen⁶⁶ genau kritisch gehalten wird.

Der Borring des FRM-II (Abb. 4.4) dient zur Reduzierung der Leistungsspitzen am unteren Ende und äußeren Rand der Brennstoffplatten. Aufgrund der vom Moderator zurückreflektierten thermischen Neutronen und aufgrund der Regelstabpositionierung ist hier der Ort der höchsten Leistungsfreisetzung zu Beginn des Abbrandes. Im Laufe des Zyklus wird das Borinventar durch (n, α) -Prozesse reduziert und der Borring verliert an Wirkung. Der Borring hat eine Dicke von 5.5 cm und eine Höhe von 4.0 cm und ist bei $z = -36.5$ und -40.75 cm bezüglich der Kernmittelebene also leicht unterhalb des Endes des Brennelements, in den äußeren Brennelementzylinder ($r = 11.45 - 11.80$ mm) eingelassen (Abb. 4.4).

⁶⁶Im Betrieb wurden neuerdings Zykluszeiten bis zu 60 Tagen erreicht [Röhrmoser und Petry, 2009].

Radien der Berylliumzone	
Leichtwasser gefüllter Innenraum:	0 - 7.5 mm
Berylliumzone:	7.5 - 51.0 mm
Leichtwasser gefüllter Kühlpalt:	51.0 - 53.5 mm
Aluminium-Mantel:	53.5 - 56 mm
Höhe der Berylliumzone	90 cm
Radien der Hafniumzone	
Aluminiumkern:	0 - 7.0 mm
Leichtwasser gefüllter Zwischenraum:	7.0 - 11.0 mm
Aluminium Füllkörper:	11.0 - 43.0 mm
Leichtwasser gefüllter Kühlpalt:	43.0 - 46.0 mm
Hafniumabsorber:	46.0 - 56.0 mm
Höhe des Hafniumzylinders:	120 cm
Höhe Al-Zwischenschicht	9.0 mm
Höhe Al-Halterung Be-Zone	37.0 mm
Aussenradius Al-Halterung Be-Zone	25.0 mm

Tabelle 4.4.: Kenndaten des FRM Regelstabs [Gaubatz, 1999].

Abbildung 4.4.: Aufbau der Regelstabgeometrie im MCNPX Modell. Dargestellt ist eine Regelstabposition von $z = -0.3$ cm unterhalb der Kernmitte.

4.3.3. Moderatortank und Moderatortankeinbauten

Die Gesamtnutzung des FRM-II wird grob auf 30% industrielle und 70% wissenschaftliche Nutzung veranschlagt. Die Strahlrohre ermöglichen etwa 85% der Gesamtnutzung des FRM-II und sind damit die wichtigsten experimentellen Einrichtungen des FRM-II neben den Bestrahlungseinrichtungen die in etwa 15% der Gesamtnutzung ausmachen [Böning et al., 1999]. Das thermische Flussmaximum des mit HEU betriebenen Reaktors liegt für den ungestörten Fall ohne Einbauten im Reaktor bei $\phi_{th} = 8 \cdot 10^{14} n/cm^2 s$ für eine Reaktornennleistung von 20 MW auf der Kernmittelebene bei einer radialen Entfernung von $R \approx 25$ cm etwa 11 cm vom Zentralkanalrohr entfernt. An der Position der kalten Quelle ($R \approx 40$ cm) wird ein Neutronenfluss von $\phi_{th} = 6 \cdot 10^{14} n/cm^2 s$ erreicht.⁶⁷

Der Moderatortank des FRM-II (Abb. 4.5) ist mit Schwerwasser zur Moderation der Neutronen gefüllt und bietet Platz für zahlreiche Einbauten zur wissenschaftlichen und medizinischen Nutzung der Neutronen. Im hier vorgestellten MCNP Modell wurden mit Hilfe des für diesen Zweck erstellten Mathematica Notebooks `Moderatortank_Installations.nb` die kalte Quelle (CNS) und die Strahlrohre (BeamTube), BT1, BT2 und BT4, die heiße Quelle (HNS) mit dem Strahlrohr BT9, die thermischen Strahlrohre BT-3, BT-5, BT-7 und BT-8, die schrägen Strahlrohre BT-11 und BT-12 und das durchgehende Strahlrohr BT-6 modelliert. Nicht alle real vorhandenen Einbauten wurden in der Modellierung berücksichtigt. So sind die Reserverohreinrichtungen, die Anfahrquelle und die Rohrpost nicht mit modelliert. Die Anfahrquelle als auch die Rohrpost sind im Normalbetrieb ebenso wie das Reserverrohr drei mit Leichtwasser geflutet [Gaubatz, 1999]; die Reaktivitätsbindung ist für die hier vorgelegte Untersuchung vernachlässigt. Die Konverteranlage konnte aufgrund fehlender Detailbeschreibungen nicht implementiert werden, ebenso wie die Siliziumdotierungsanlage. Die Auswirkungen dieser kernfernen Einbauten ist daher ebenso nicht berücksichtigt. Der Moderatortank selbst ist im MCNP Modell mit 95% mit einer Verunreinigung von 5% H₂O gefüllt.

Die Modellierung beruht auf gesammelten Daten aus [Gaubatz, 1999], aus graphischen Analysen von technischen Zeichnungen und anderen vorliegenden Unterlagen aus früheren Untersuchungen zum FRM-II sowie geometrischen Überlegungen und Berechnungen des Autors. Die Vereinheitlichung des Datenmaterials war durch sich widersprechende Angaben aus verschiedenen Planungsstadien nicht immer einfach. Es ist nicht auszuschließen, dass die Dimensionen und Positionierungen bestimmter Experimentaleinrichtungen mit der tatsächlichen Anordnung nicht exakt übereinstimmen. Der Grad an Genauigkeit der Modellierung garantiert jedoch eine nicht allzu große Abweichung von der tatsächlich verwendeten Geometrie. Zudem ist für die hier vorgestellte Untersuchung und für die getroffenen Aussagen im Wesentlichen der relative Vergleich

⁶⁷Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [Glaser, 2005a] und wird hier nicht wiedergegeben.

verschiedener Konversionsvarianten untereinander bzw. mit dem HEU-Referenzmodell relevant.

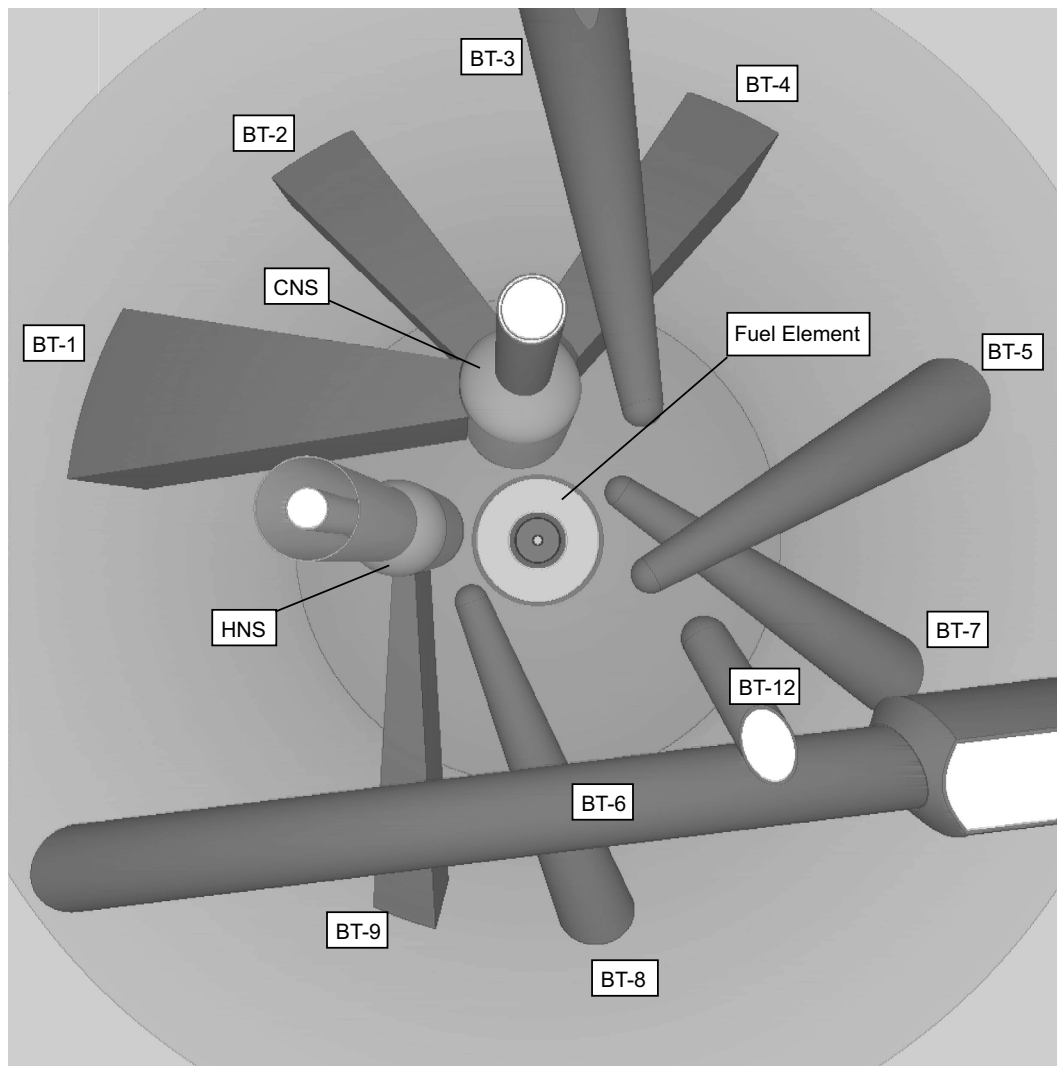


Abbildung 4.5.: MCNP Modell der Moderatortankinstallationen des FRM-II. Horizontaler Schnitt 50 cm über der Kernmitte.

Strahlrohre (Beam Tubes - BT)

Sämtliche Strahlrohre wurden aus Aluminium (AG-3) modelliert, Angaben zur Geometrie und Positionierung finden sich in Tab. 4.5. Im hier genutzten MCNP Modell enden die Strahlrohre an der Moderatorwand. Einzig für die Berechnung der Flüsse am Anfang der Neutronenleiter in zwei Meter Entfernung zum Zentrum der kalten Quelle wurde das Hauptstrahlrohr BT-1 von der kalten Quelle über die Moderatortankgrenze hinaus modelliert, um den Neutronentransport bis zu den Eingangsfenstern der Neutronenleiter simulieren zu können (Vgl. Abb. 4.35).

Daten der Strahlrohre									
zus. Information		Position Nase			Nase, in mm (Höhe, Breite) od, Radius	β	α (θ)	Wandst, in mm	
		x cm	y cm	z cm				Rohr	Nase
BT-1:	Abst. CNS 0.2	-	39.61	0	21.5 , 13.5	17.5°	180°	1	0.5
BT-2:	Abst. CNS 0.2	-10.84	-12.04	0	8.0 , 13.5	8°	132°	1	0.5
BT-3:		26.38	14.08	30	4.0	4.3°	100°	0.5	0.5
BT-4:	Abst. CNS 0.2	9.97	12.77	0	20.0 , 13.0	8°	52°	1	0.5
BT-5:		32.82	-9.92	-1	5.0	4.3°	30°	0.5	0.5
BT-6:	Pkt. der Achse ->	0	-59.6	30	15.5 / 26.5	0°	45°	0.5	0.5
BT-7:		27.96	-16.05	-20	5.0	8°	-34°	0.5	0.5
BT-8:		-22.16	-20.17	-20	5.0	7.2°	-68°	0.5	0.5
BT-9:	Abst. HNS 0.2	-41.84		-20	18.0 , 5.0	6.7°	-270°	1	0.5
BT-11:	Winkel zu z (48°)	42.78	49.13	49.15	5.0	0°	51.4°	0.5	0.5
BT-11:	Winkel zu z (48°)	39.78	-23.42	23.30	5.0	0°	-70°	0.5	0.5

Tabelle 4.5.: Abmessungen der Strahlrohreinbauten des FRM-II ($z=0$ Kernmittelebene, $x,y=0$ Brennelementachse). α gibt den Ausrichtungswinkel in der xy-Ebene an, β ist der Öffnungswinkel des Strahlrohrs. Daten aus [Gaubatz, 1999; Loewenhaupt und Pyka, 1999; Axmann et al., 1999a,b; Aschauer et al., 2000; Gaubatz und Gobrecht, 2000; FRM, 2005; Zeitelhack et al., 2006].

Kalte Quelle (Cold Neutron Source - CNS)

Die kalte Quelle dient der Moderierung der Neutronen auf niedrige Energien durch flüssiges Deuterium bei einer Temperatur von 20 Kelvin ($1.72 \cdot 10^{-9}$ MeV). Die kalte Quelle des FRM-II versorgt drei Strahlrohre (BT-1, BT-2, BT-4) mit kalten Neutronen. BT-1 ist die größte Strahlrohreinrichtung des FRM-II und versorgt die 5 teilweise noch weiter segmentierten Neutronenleiter, die Neutronen bis zur Neutronenleiterhalle und den dortigen Experimentiereinrichtungen führt. BT-1 allein hat an der Gesamtnutzung des FRM-II einen Anteil von 52.1% [Böning et al., 1999]. Im umgesetzten MCNP Modell

wurde daher einer entsprechend der Datenlage möglichst genauen Modellierung der kalten Quelle besonderes Gewicht gegeben.

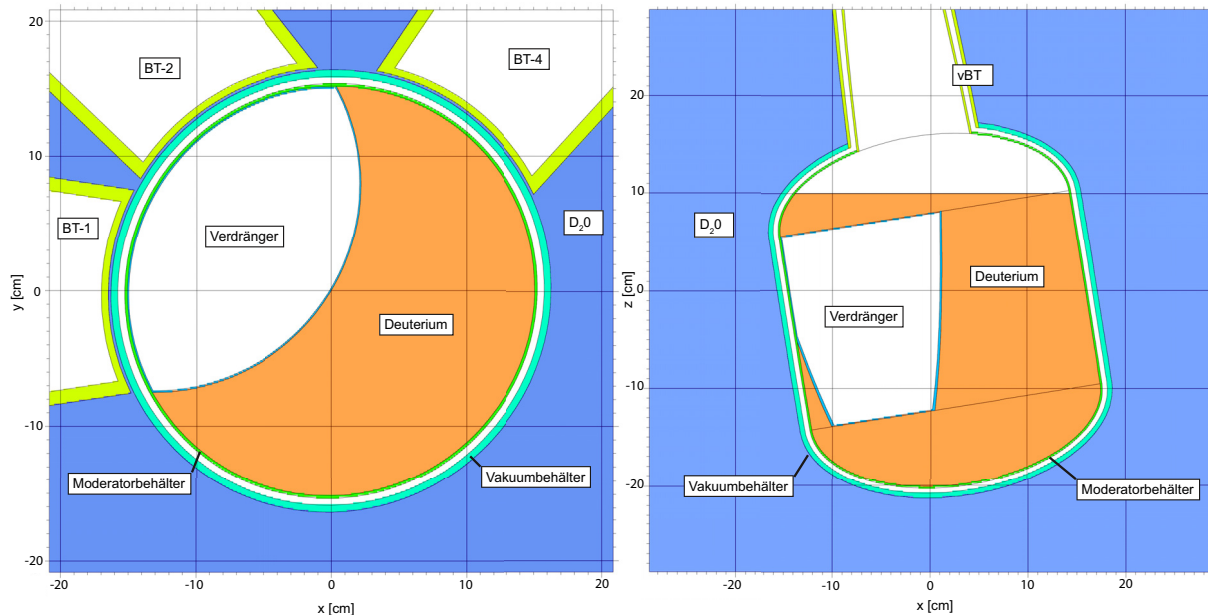


Abbildung 4.6.: MCNP Modell der Kalten Quelle (CNS). Horizontaler xy-Schnitt $z=0$, vertikaler xz-Schnitt $y=0$. Koordinatenursprung entspricht dem Zentrum der kalten Quelle.

Die CNS besteht aus einem äußeren Zirkalloygefäß, in das getrennt durch einen Vakuumpalt der eigentliche Moderatorbehälter aus Magnesium eingebaut ist, der das flüssige Deuterium enthält. Im Inneren des Moderatorbehälters befindet sich ein ebenfalls aus Magnesium gefertigter Verdränger, der für das BT-1 und BT-2 einen Blick auf das Zentrum der kalten Quelle ermöglicht. Der Verdränger ist linsenförmig und hat einen Radius entsprechend dem Innenradius des Moderatorbehälters, nimmt also nur ein Segment des Moderatorzylinders ein (Abb.4.6). Oben und unten wird die CNS jeweils von einem elliptisch geformten Deckel abgeschlossen. Die gesamte Anordnung ist schräg unter einem Winkel von 11° zur Vertikalen in den Moderatortank eingebaut. Die Aufhängung besteht aus drei Rohren mit einem äußeren Rohr im Kontakt mit dem Schwerwasser des Moderatortanks, gefolgt von einem Vakuumpalt und einem inneren Rohr mit der Deuteriumzuleitung. Im Inneren befindet sich ein weiteres vertikales Strahlrohr. Das Zentrum der kalten Quelle befindet sich bei einem Radius von $R \approx 40$ cm im Moderatortank und ist damit nicht im Flussmaximum, da einerseits genügend Raum für die Abschaltstäbe im Moderatortank bleiben muss und sich andererseits die Kühlerfordernisse durch die Aufheizung mit stärkeren Neutronen- und Gammaflüssen erhöhen würden. Details der Positionierung und der Geometrie sind in Tab. 4.6 zusammengefasst.

Das ortho zu para Verhältnis des Deuterium in der kalten Quelle wurde in einem Verhältnis von 4:1 modelliert [Zeitelhack et al., 2006].⁶⁸ Der Füllstand wurde für alle Rechnungen auf 10 cm über der Kernmittelebene gesetzt. Die Möglichkeit einer einfachen Repositionierung der Füllhöhe wurde jedoch im Modell berücksichtigt und lässt sich durch Anheben oder Absenken der Füllstandsoberfläche realisieren, ohne dass dadurch die Zellaufteilung des MCNP Modell kompromittiert wird.

Heisse Quelle (Hot Neutron Source - HNS) Mit Hilfe der heissen Quelle wird der Anteil der Neutronen im Bereich von 0.1 bis 1 eV im Spektrum des Strahlrohres BT-9 erhöht. Die heisse Quelle besteht aus einem zylinderförmigen Gefäß aus Zircalloy, das ein Moderatorgefäß umschliesst, das ebenfalls aus Zircalloy besteht. Im Inneren des Moderatorgefäßes befindet sich ein 30 cm hoher Graphitzylinder. Die real vorhandenen Filze in denen der Block zur Stabilisierung und zur thermischen Isolierung eingebettet ist, wurden nicht mit modelliert. Der Graphit wird durch die Photonen und zu einem geringen Teil von Neutronen aus dem Kern auf Temperaturen von 2000°C bis zu 2600°C aufgeheizt, je nachdem ob die HNS mit Inertgas gefüllt ist oder unter Vakuum betrieben wird. Die schräg an die vertikal ausgerichtete heisse Quelle anschliessende Aufhängung besteht aus einem äußeren Halterohr, das durch Öffnungen mit Schwerwasser des Moderatortanks gefüllt ist und einem innen liegenden Rohr, in dessen Inneren die innere Zuleitung (Inertgas, Vakuum) der heissen Quelle verläuft (siehe Tab. 4.6). Im Zwischenraum der zwei Innenrohre befindet sich Heliumsperrgas unter einem höheren Druck, um das Eindringen von Schwerwasser zu verhindern und um Lecks detektieren zu können. Im MCNP Modell ist die Betriebsart mit einem evakuierten Moderatorbehälter ohne Inertgas implementiert.⁶⁹

⁶⁸In MCNP wurde das Verhältnis ortho/para Deuterium durch Einführung von zwei „virtuellen Isotopen“ mit einer Isotopennummer 1004 ($Z=1;N=4$) für ortho- und 1005 für para-Deuterium berücksichtigt. Hierzu wurden basierend auf vorhandenen $S(\alpha, \beta)$ Wirkungsquerschnittsbibliotheken die neue Bibliothek *deut* generiert. Das korrekte Atomgewicht von Deuterium muss entsprechend für die virtuellen Isotope 1004 und 1005 MCNP gesondert angegeben werden (AWTAB-Karte).

⁶⁹Die Heliumsperrgasschicht wurde ebenfalls nicht implementiert.

Geometrie der kalten und heißen Neutronenquelle	
Kalte Quelle (CNS)	Heisse Quelle (HNS)
Aufhängung und Ausrichtung im Moderatorank	Aufhängung und Ausrichtung im Moderatorank
CNS Zentrum (x,y,z) in cm: -5.56, 39.61, 0 Vertikales Strahlrohr (vBT) Radius: 3.75 cm Deuteriumzuführung Innenradius: 6.0 cm Deuteriumzuführung Aussenradius: 6.2 cm Aufhängung Aussenrohr Innenradius: 6.7 cm Aufhängung Aussenrohr Aussenradius: 7.0 cm Winkel zur Vertikalen: 11.0° α Projektion auf xy: 55.5 °	HNS Zentrum (x,y,z) in cm: -41.8, 3.66, -20 Zuleitungsrohr Innenradius: 3.0 cm Zuleitungsrohr Aussenradius: 3.32 cm Heliumrohr Innenradius: 4.0 cm Heliumrohr Aussenradius: 4.27 cm Aufhängung Aussenrohr Innenradius: 10.25 cm Aufhängung Aussenrohr Aussenradius: 10.55 cm Winkel zur Vertikalen: 5.0°
Moderatorgefäß	Moderatorgefäß
Höhe zyl. Vakuumgefäß: 20.0 cm Innenradius zyl. Vakuumgefäß: 15.7 cm Aussenradius zyl. Vakuumgefäß: 16.2 cm Innenhöhe Ellipsoid Vakuumgefäß: 8.7 cm Aussenhöhe Ellipsoid Vakuumgefäß: 9.2 cm Höhe zyl. Moderatorgefäß: 20.0 cm Innenradius zyl. Moderatorgefäß: 15.0 cm Aussenradius zyl. Moderatorgefäß: 15.2 cm Innenhöhe Ellipsoid Moderatorgefäß: 8 cm Aussenhöhe Ellipsoid Moderatorgefäß: 8.2 cm Innenradius Verdränger: 14.9 cm Aussenradius Verdränger: 15.0 cm Höhe Verdränger: 20 cm Verdränger Öffnungswinkel: 119°	Höhe zyl. Vakuumgefäß: 30.0 cm Innenradius zyl. Vakuum+Moderatorgefäß: 13.85 cm Aussenradius zyl. Vakuum+Moderatorgefäß: 14.45 cm Innenhöhe Ellipsoid Vakuumgefäß: 14.45 cm Aussenhöhe Ellipsoid Vakuumgefäß: 15.05 cm Radius Graphitzylinder: 10.0 cm Höhe Graphitzylinder: 30.0 cm

Tabelle 4.6.: Abmessungen und Positionierung der kalten und heißen Neutronenquelle (z=0 Kernelementebene, x,y=0 Brennelementachse). Daten z.T. aus [Gaubatz, 1999; Axmann et al., 1999a,b; Gaubatz und Gobrecht, 2000; Röhrmoser et al., 2006; FRM, 2006].

4.4. Verwendete Computercodes und Mathematica Routinen

Frühere Modellierungen [Glaser, 2005a] der gegenwärtig noch benutzten HEU-Geometrie des FRM-II verwendeten ein ungestörtes Reaktormodell ohne Regelstabbewegung⁷⁰, d.h. das Brennelement schwebt frei im Moderatortank und das Modell weist sowohl Rotationssymmetrie als auch Symmetrie bezüglich der Kernmittelebene auf. Die Berechnungen erfolgten mit einer Kombination aus einer Mathematica Routine⁷¹ und der Kopplungsroutine MCODE⁷², die MCNP4b/c und ORIGEN2 miteinander verbindet [Briesmeister, 1997, 2000; Croff, 1980]. Das Gesamtsystem trug daher den Namen M³O [Glaser, 2005a].

Im Folgenden werden die Veränderungen an den einzelnen Systemkomponenten beschrieben. So wurden die meisten Mathematica-Routinen verbessert und erweitert und neue Komponenten dem Gesamtsystem (Abb. 4.7) hinzugefügt.⁷³

4.4.1. Mathematica Brennelement Setup

Für die in Kap. (Kap. 4.5.3) vorgestellten Parameterstudien wurden zunächst nur die vorhandenen Mathematica Routinen erweitert, aber weiterhin MCODE als Abbrandroutine eingesetzt. Der erste Erweiterungsschritt über die Ergebnisse von [Glaser, 2005a] hinaus bestand in der vollständigen Automatisierung der Erstellung der Brennelementgeometrie⁷⁴, so dass mit einem eingegebenen Parameterset für verschiedene Brennelementgeometrien eine Reihe von Input-Decks für MCNP ausgegeben werden kann und das Prozessieren und Starten der MCNP-Aufträge stark vereinfacht wird.

⁷⁰In einen wenigen Rechnungen zur Untersuchung des Rausch-Signalverhältnisses kamen auch Reaktoreinbauten zum Einsatz, die jedoch nur grob modelliert wurden (Vgl. [Glaser, 2005a] Kap. 8.1.5, 8.3.2, 11). Die kalte Quelle wurde z.B. als einfache deuteriumgefüllte Kugel modelliert.

⁷¹FRM_Setup.nb zur Erstellung der Oberflächen und Zellen für das MCNP-Modell, die per Hand in das Input Deck eingetragen werden mussten.

⁷²MCODE ist eine proprietäre Entwicklung des MIT und kann bisher nicht, wie für andere Codes üblich, über die Nuclear Energy Agency bezogen werden [Xu et al., 2002].

⁷³Die Kopplung an den Neutronen Ray Tracing Code MCSTAS [Willendrup et al., 2007] über die Komponente virtual_mcnp_input_output ist zwar implementiert [Englert und Liebert, 2008a,b], aufgrund der Probleme bei den Abbrandrechnungen mit Regelstabbewegung (siehe Fussnote 82 und 110) konnte jedoch noch keine Neutronenquelle für MCSTAS Rechnungen über den Abbrand erzeugt werden. Sobald die Neutronenquellen vorhanden sind können Neutronentransportrechnungen für das Neutronen-Resonanz-Spinoch-Spektrometers RESEDA [Bleuel, 2003] und für das Dreiachsenspektrometer PANDA [Rotter und Schedler, 2001] erfolgen.

⁷⁴Hierfür wird das Mathematica Notebook FRM_Setup_and_inputfile_proc_automatic_v2.nb eingesetzt.

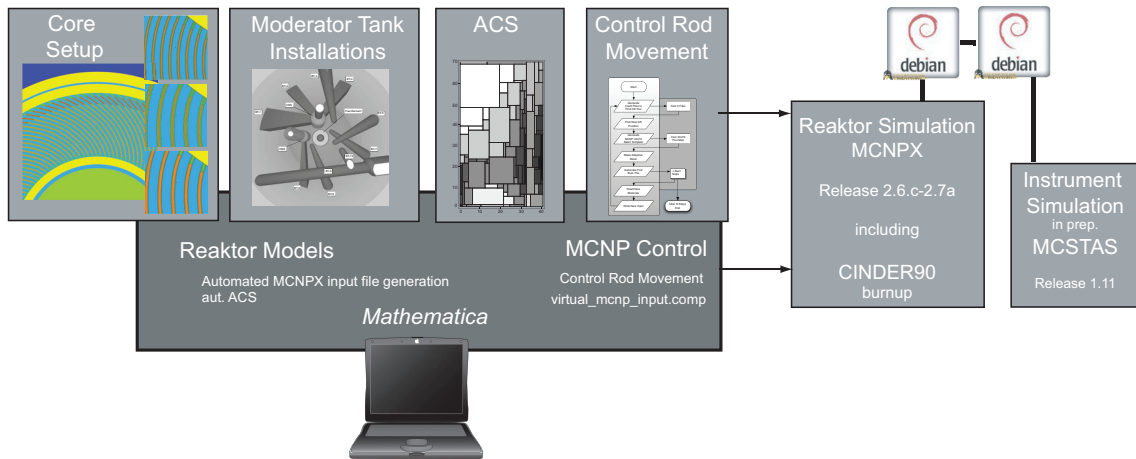


Abbildung 4.7.: Gesamtübersicht über die Komponenten des verwendeten Computersystems.

Dies erst ermöglichte es die Berechnung von etwa 200 verschiedenen Brennelementgeometrien der Parameterstudie automatisiert durchzuführen. Die Auswertung der Ergebnisse erfolgt entsprechend automatisiert.⁷⁵

Desweiteren wurde der Fit für die Brennstoffplattengeometrie erneuert. Ursprünglich wurde der Fit für die Evolvente durch einen Kreis im äußeren Bereich und eine Parabel im inneren gemacht (Abb. 4.8 links).⁷⁶ Dieser Fit musste jedoch immer wieder per Hand über zwei eingeführte Kontrollparameter überprüft werden, so dass am Schnittpunkt keine allzu große Diskontinuität auftrat bzw. Referenzpunkte der Evolvente gar nicht auf der gefitteten Kurve lagen. Die neue Fit-Routine nutzt die generalisierte quadratische Gleichung für Ellipsen

$$ax_i^2 + 2bx_iy_i + cy_i^2 + 2dx_i + 2ey_i + 1 = 0.$$

Die Gleichung wird an ein Set von Referenzpunkten R , die exakt auf der Involuten liegen, mit Hilfe der Pseudoinversen Matrix Methode (letztlich ein Least Square Fit) gefittet (Abb. 4.8 Mitte). In Mathematica kann dazu bequem die Funktion

$$\{a,b,c,d,e\}=\text{PseudoInverse}[M.Z]$$

genutzt werden, wobei M die Matrix der Koeffizienten für die Punkte R ($5 \times \text{Length}[R]$), und Z ein Vektor der Länge $\text{Length}[R]$ ist, in dem alle Elemente gleich -1 sind. Die

⁷⁵Das entsprechende Mathematica Notebook ist `automatic_read_output_v3.nb`.

⁷⁶Details hierzu in [Glaser, 2005a, Kap. 5.1].

Oberfläche wird dann in MCNP mit Hilfe der GQ (General Quadric) Oberflächenkarte eingeführt.

Es ist darüberhinaus mit dieser Methode möglich, ein Brennstoffprofil, also Brennstoffplatten mit variablem Stärkeprofil zur Unterdrückung von Leistungsspitzen, zu modellieren. Zur Modellierung werden hierfür eine Reihe von Brennstoffstärken an entsprechenden Punkten auf der Evolvente bzw. auf der an die Evolvente gefitteten Ellipse definiert. Mit Hilfe der Steigungen der Normalen der Ellipse an diesen Punkten

$$\frac{b * x_i + c * y_i + e}{a * x_i + b * y_i + d}$$

ist es über einfache Trigonometrie leicht möglich, ein neues Set an Punkten für das Brennstoffstärkenprofil zu berechnen. Wendet man auf dieses neue Set an Referenzpunkten für das Stärkenprofil wiederum den oben beschriebenen Ellipsenfit an, erhält man die Ellipse für die verformte Seite der Brennstoffplatte (Abb. 4.8 rechts).

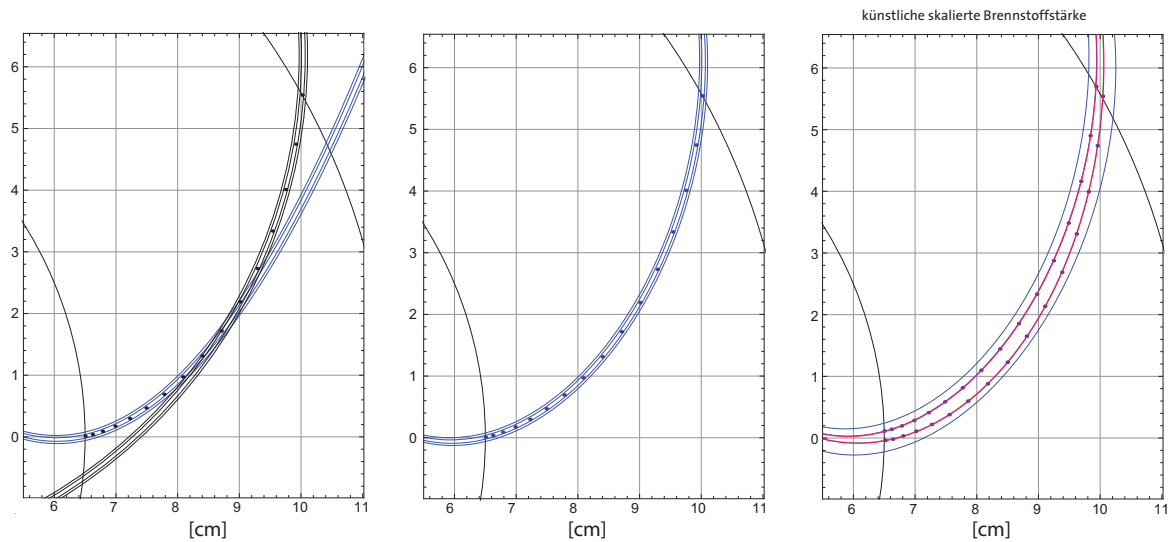


Abbildung 4.8.: Links: Alter Fit mit Kreis und einem Parabelfit. Mitte: neuer Ellipsenfit. Rechts: Artifizell vergrößerte Brennstoffplatte zur Darstellung des Prinzips eines Brennstoffstärkenprofils.

4.4.2. MCNPX2.6 und die CINDER90 Abbrandroutine

Durch den Umstieg auf die Version MCNPX2.6.c⁷⁷ des Neutronentransportcodes MCNP wurde die Möglichkeit genutzt, den neu in MCNPX implementierten Abbrandcode CINDER90 zu nutzen. Ebenfalls wurde die aufwändige Neukompilierung von MCNPX für den Einsatz unter der Multiprozessorhandling-Umgebung MPICH vorgenommen und damit der Einsatz auf einem Mehrprozessorenrechner möglich. Damit war es auch nicht mehr notwendig, auf MCODE zurückzugreifen.

CINDER 90 hat die Kapazität, den radioaktiven Zerfall und den Abbrand von 3456 Isotopen (286 Aktinide) zu berechnen. Wird ein Isotop im Input Deck angegeben, werden allerdings nur die unmittelbaren Tochterprodukte dieses Isotops in der Transportrechnung von MCNPX verfolgt (Isotope Generator Algorithm - IGA). Neben den radioaktiven Zerfallsarten (α, β, γ) werden je nach Nuklid bei einem Neutronentransportproblem auch (n,n')(n, γ)(n,2n)(n,3n)(n,nd)(n,t)(n, α)(n,np)(n,d)(n,p)(n,pd)(n,He3) und (n,nHe3) Reaktionen berücksichtigt, wobei bei vielen Nukliden die seltenen Reaktionen nicht berücksichtigt wurden. Ein Beispiel für die in Cinder durch den IGA erzeugten Tochterisotope ist in Abb. 4.9 wiedergegeben.⁷⁸

U232 (n,4n)	U233 (n,3n)	U234 (n,4n)	U235* U235 (n,n')	U236 (n,g)
	Pa232 (n,t)	Pa233 (n,x)	Pa234* Pa234 (n,x)	Pa235 (n,p)
	Th231 (n,alpha)	Th232 (n,x)	Th233 (n,He)	Th234 (n,2p)

Abbildung 4.9.: Der Isotope Generator Algorithmus erzeugt unmittelbare Tochternuklide eines Isotops, hier U-235, die in der Abbrand- und Transportrechnung berücksichtigt werden, (n,x) bedeuten mehrere Zerfallskanäle (Bild erzeugt mit `IsotopeGenerator.nb`).

Am Ende einer Abbrandrechnung werden daher zwar die tatsächlichen Nuklidkonzentrationen aller Tochter-, Enkel- und Urenkel- etc. Produkte korrekt berechnet, in der darauffolgenden stationären Transportrechnung werden allerdings nur bestimmte

⁷⁷Für die Beta-User Gemeinschaft stand MCNPX2.6.c seit Dezember 2006 zur Verfügung. Die CINDER90 Abbrandroutine steht seit der Version MCNPX2.6.a (Oct. 2005) zur Verfügung.

⁷⁸Um für einzelne Nuklide die tatsächlich in CINDER90 berücksichtigten Neutronenreaktionen und Yieldinformationen aus der Datenbank von CINDER90 (cinder.dat) auszulesen und darzustellen wurde in Mathematica das Notebook `IsotopeGenerator.nb` erstellt (siehe Abb. 4.9 als Beispiel). Das Notebook dient auch dazu die vom IGA erzeugten Nuklide, die beim Start einer MCNP Rechnung ausgegeben werden auszulesen und mit den vorhandenen Wirkungsquerschnittsbibliotheken zu vergleichen. Nuklide für die keine Querschnittsbibliothek vorliegt werden durch die OMIT Karte aus der Transportrechnung ausgeschlossen.

Isotope berücksichtigt, die entweder vom IGA erstellt wurden oder unter den Spaltprodukten der Tab. 4.7 aufgelistet sind. Nuklide, die nicht vom IGA Algorithmus erzeugt wurden und nicht auf Tab. 4.7 stehen, müssen explizit bei BOL an MCNPX mit sehr geringen Dichten übergeben werden (1E-36), damit sie in der Transportrechnung verfolgt werden können. Gegenwärtig betrifft dies die Nuklide Mo-92 und Mo-94 für Abbrandrechnungen von monolithischem UMo Brennstoff.

Spaltprodukte									
H3	B10	B11	Ge72	Ge73	Ge74	Ge76	As75	Se77	Se79
Se80	Se82	Br81	Kr82	Kr83*	Kr84	Kr85	Kr86	Rb85	Rb86
Rb87	Sr86	Sr88	Sr89	Sr90	Y89	Y90	Y91	Zr90	Zr91
Zr92	Zr93*	Zr94	Zr95	Zr96	Nb95	Nb97	Mo95*	Mo96*	Mo97*
Mo98*	Mo99*	Mo100*	Tc99*	Ru100	Ru101*	Ru102	Ru103*	Ru104	Ru105*
Ru106	Rh103	Rh105	Pd104	Pd105*	Pd106	Pd107	Pd108	Pd110	Ag109*
Ag111	Cd110	Cd111	Cd112	Cd113*	Cd114	Cd116	In115	Sn116	Sn117
Sn118	Sn119	Sn120	Sn122	Sn123	Sn124	Sn125	Sn126	Sb121	Sb123
Sb124	Sb125	Sb126	Te122	Te124	Te125	Te126	Te128	Te130	Te132
I127	I129*	I130	I131	I132	I133	I134	I135	Xe128	Xe129
Xe120	Xe131*	Xe132	Xe133*	Xe134	Xe135*	Xe136	Cs133*	Cs134*	Cs135*
Cs136	Cs137	Ba134	Ba136	Ba137	Ba138	Ba140	La139*	La140	Ce140
Ce141*	Ce142	Ce143	Ce144	Pr141*	Pr142	Pr143*	Pr145	Nd142	Nd143*
ND144	Nd145*	Nd146	Nd147*	Nd148*	Nd150	Pm147*	Pm148*	Pm149*	Pm151*
SM147	Sm148	Sm149*	Sm150*	Sm151*	Sm152*	Sm153*	Sm154*	Eu151	Eu152
EU153	Eu154*	Eu155*	Eu156*	Eu157	Gd152	Gd154	Gd155	Gd156	Gd157*
Gd158	Gd160	Tb159	Tb160	Dy160	Dy161	Dy162			
Aktinide									
Th227	Th229	Th232	Pa231	U232	U233	U234*	U235*	U236*	U237*
U238*	Np237*	Np238	Pu238*	Pu239*	Pu240*	Pu241*	Pu242*	Am241*	Am242m*
Am243*	Cm242	Cm243	Cm244*	Cm245*	Cm246	Cm248	Cf249	Cf250	Cf251
Cf252	Es253	Es254	Fm254	Fm255	Fm256				

Tabelle 4.7.: Spaltprodukte und Aktinide mit Yieldinformationen bei CINDER90 Abbrandrechnungen. Mit * gekennzeichnete Nuklide werden auch in den MCNPX Transportrechnungen berücksichtigt. Explizit werden in den in dieser Arbeit durchgeführten Transportrechnungen noch die Nuklide Mo-92 und Mo-94 für monolithischen Brennstoff übergeben.

CINDER90 enthält Yieldinformationen für insgesamt 36 Aktinide. Explizit für die Transportrechnungen werden nur Nuklide berücksichtigt, die entweder durch den IGA erzeugt werden oder mit sehr geringen Dichten direkt in MCNPX übergeben werden.

Zum Vergleich der ursprünglichen Abbrandroutine MCODE mit dem neu genutzten CINDER90 wurde ein kompletter Abbrand des ungestörten HEU-Referenzmodells (HEUref) gerechnet. In Abb. 4.10 ist zu sehen, dass nur zu Beginn des Abbrandes bei Erreichen des Xenon-Gleichgewichts leichte Unterschiede im Reaktivitätsverlauf entstehen. Zum Ende des Abbrands hin gleichen sich die Reaktivitätskennlinien innerhalb der Genauigkeit der Berechnungen sehr gut.

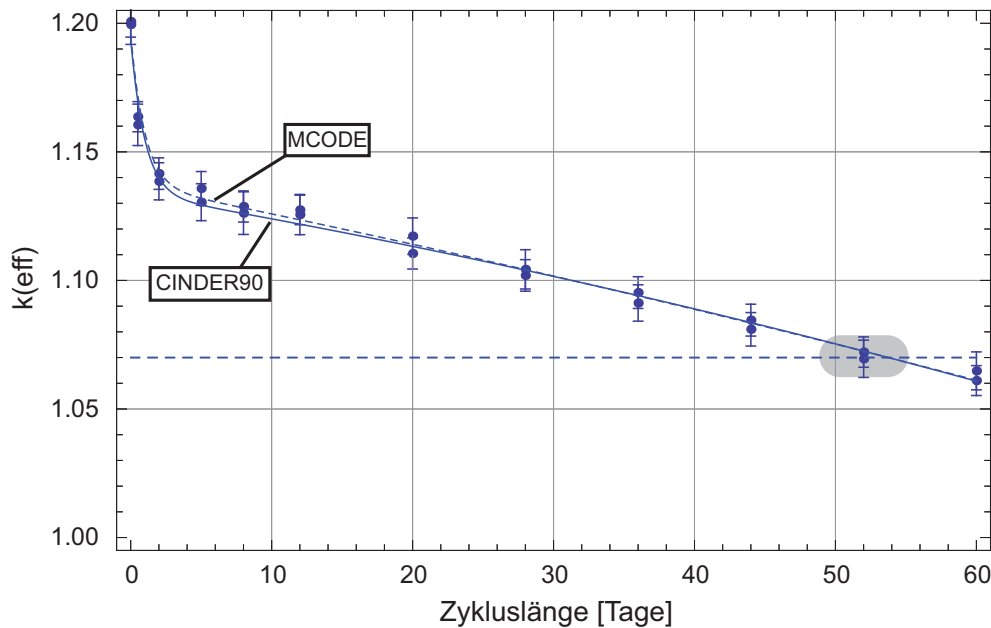


Abbildung 4.10.: Referenz Abbrandrechnungen zum Reaktivitätsverlauf und der Zykluslänge im gegenwärtigen HEU Design mit MCNPX2.6.c+CINDER90 und MCODE (MCNP4C+ORIGEN) im Vergleich. Gezeigt ist ebenfalls das EOL Kriterium nach [Glaser, 2005a] einer Restreaktivität von $\Delta k_{52} = 1.07$ (grauer Bereich). (HEUref)

4.4.3. EOL Kriterien

Abb. 4.10 zeigt ebenfalls das EOL Kriterium für Rechnungen mit dem ungestörten Reaktormodell, da hier der Regelstab, während des gesamten Abbrands vollständig gezogen ist und nur der Berylliumreflektor das Brennelement füllt (für eine schematische Darstellung des EOL-Kriteriums siehe auch Abb. 4.27). Die maximale Zykluslänge ist in realen Reaktoren erreicht, wenn $k_{eff} < 1$ ist, und durch Ziehen des Regelstabs keine Reaktivität mehr zugeführt werden kann. In ungestörten Reaktorberechnungen muss aufgrund der Reaktivitätsbindung der Einbauten eine Restreaktivität am Ende des Abbrands übrig bleiben. Die Reaktivitätsbindung der Einbauten kann abgeschätzt werden mit $\Delta k = 0.005 - 0.06$ [Glaser, 2005a; Gaubatz, 1999]. Eine zusätzlicher Spielraum von $\Delta k = 0.01$ wurde hinzugefügt, um etwaige sonstige Verluste etwa durch Verunreinigungen im Schwerwasser oder Alterung der Komponenten mit zu berücksichtigen. Die Zykluslänge ist in solchen Rechnungen dann erreicht wenn k_{eff} des ungestörten Kerns bei vollständig gezogenem Regelstab unter 1.07 fällt ($\Delta k_{52} = 1.07$). In [Röhrmoser und Petry, 2009] wird von einer Zykluslänge des FRM-II von 60 Tagen berichtet, die nach Abb. 4.10 erreicht wäre, wenn ca. $k_{eff} = 1.06$ erreicht ist ($\Delta k_{60} = 1.06$).

4.4.4. Adaptives Zellgitter (ACS)

Zur Berechnung des Abbrandes wurde in [Glaser, 2005a] ein Mathematica Algorithmus ACS (Adaptive Cell Structure) zur Bestimmung eines adaptiven Zellgitters entworfen. Ausgangspunkt ist ein so genanntes Template, mit dem in einer grossen Anzahl von MCNP Zellen (meist 40x70) zunächst mittels einer ersten MCNP Rechnung das Leistungsprofil in einer Brennstoffplatte bestimmt wird (Abb. 4.11 A). Der ACS Algorithmus weist zunächst die Zellen einem bestimmten Flussintervall zu (typischerweise 4-6 Intervalle). Die Anzahl der Intervalle entspricht dann der im nächsten Abbrandschritt verwendeten Anzahl an verschiedenen Isotopenzusammensetzungen, da die Nuklidzusammensetzung sich je nach freigesetzter Leistung (bzw. Fluss), unterschiedlich stark verändert. Durch diese Einteilung entstehen gleichzeitig Zonen der Brennstoffplatte (Domains) mit unterschiedlichem Abbrandverhalten. Da dieselben Flussverhältnisse in verschiedenen Gebieten der Brennstoffplatte herrschen können, entstehen zu einem Flussintervall teilweise isoliert voneinander liegende Domains, so dass die Anzahl der Domains typischerweise höher ist als die Anzahl der gewählten Leistungsintervalle (ca. 15-20). In einem nächsten Schritt wird der geometrische Schwerpunkt der jeweiligen Domains gesucht und ausgehend von diesem Schwerpunkt Streifen neuer Zellen um den Schwerpunkt herumgelegt bis entweder sämtliche Zellen einer Domain in dem so wachsenden Rechteck enthalten sind oder ein wählbares Kriterium der Ungenauigkeit erfüllt ist. Die Ungenauigkeit ist einerseits durch die Mindestanzahl an zusammenhängenden Zellen bestimmt (minfield), die bei der Domaineinteilung und beim Wachstum des Rechtecks berücksichtigt werden. So kann etwa eine einzelne isolierte Zelle vernachlässigt werden, die entweder als zusätzliche isolierte Domain berücksichtigt und die Gesamtzahl der Domains im Abbrand erhöhen würde, oder die das Wachstum des Rechtecks behindert. Andererseits kann die Ungenauigkeit durch einen Parameter (legal) eingestellt werden, der den Bruchteil der im wachsenden Rechteck befindlichen Zellen, die tatsächlich zum entsprechenden Flussintervall der betrachteten Domain gehören, zur Gesamtfläche des wachsenden Rechtecks begrenzt. Das Ergebnis eines ACS Laufs zeigen Abb. 4.11-B und 4.11-C für unterschiedliche Regelstabbstellungen.

Ein ACS Gitter im Falle des ungestörten Reaktors weist eine Spiegelsymmetrie zur Kernmittelebene auf. Im Falle des Abbrandes mit Regelstabbewegung ist diese Symmetrie gestört. Zwei Effekte treten dadurch auf, die eine umfangreiche Reprogrammierung der ACS Module erforderten [Englert und Liebert, 2008b]:

1: Im symmetrischen Fall wurde der Dichtesprung automatisch vom ACS Algorithmus erkannt, da am Dichtesprung der Flussverlauf in der Brennstoffplatte eine hohe Differenz zwischen den äußeren Zellen der dichteren Zone und den inneren Zellen der weniger dichten Zone aufweist (Abb. 4.11-D). Im asymmetrischen Fall ist vor allem im oberen Bereich des Brennelements diese Differenz in vielen Fällen nicht ausreichend, bzw. es wird eine höhere Anzahl an Flussintervallen benötigt um den Unterschied zu

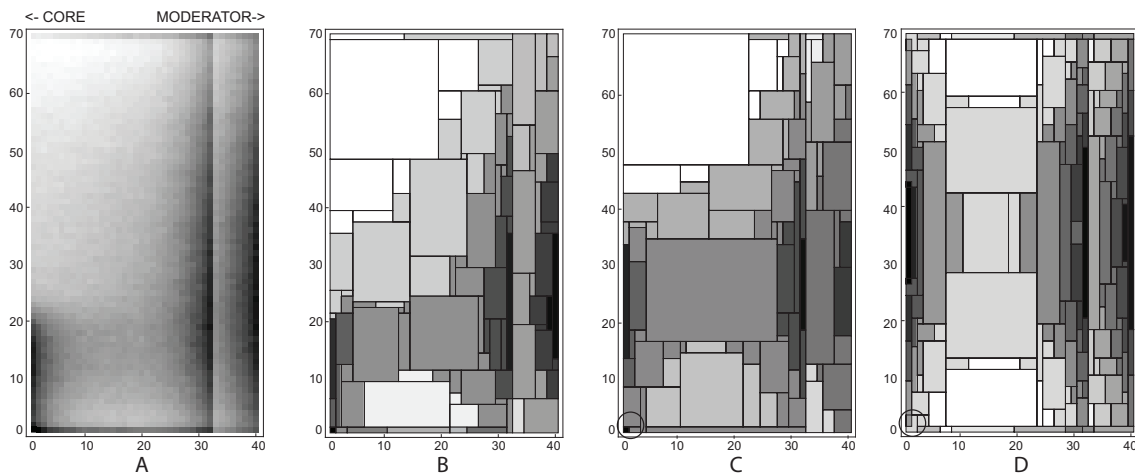


Abbildung 4.11.: Erstellung eines adaptiven Zellgitters für das Modell HEUref. A: Template mit 40x70 Zellen zur Bestimmung der Leistung (Regelstabposition -17 cm). Dunkle Bereiche zeigen hohe Flüsse an. B: ACS Fit für das Template A mit insgesamt 5 Materialien in 18 Zonen (Domains). C: ACS Gitter für einen späteren Abbrandschritt mit 16 Zonen (Regelstabposition -0.3 cm). D: ACS Gitter für den ungestörten symmetrischen Fall. Die Kreise zeigen in D einen Gitterfehler der ursprünglichen ACS-Routine [Glaser, 2005a] bzw. in C eine Zelle, die mit `ChosenCell` besonders beachtet werden kann.

diskriminieren, damit der ACS hier eine Zelleinteilung vornimmt. Diese Zelleinteilung ist aufgrund der verschiedenen Dichten des Brennstoffs zwingend notwendig. Durch die Funktion `ArtificialSplit` wurde daher die Möglichkeit einer künstlichen Einteilung der Brennstoffplatte in die ACS Routine eingefügt.

2: Im symmetrischen Fall liegen die Zellen mit dem höchsten Fluss zusammenhängend auf der Kernmittelebene am moderatornahen Rand der Brennstoffplatten (Abb. 4.11-D). Im asymmetrischen Fall sind vor allem bei BOL Zellen an der unteren inneren Kante des Brennelements hohen Flüssen ausgesetzt. Werden sie bei BOL noch in eine der Domains integriert, werden sie bei höheren Regelstabpositionen jedoch (ausser bei `minfield=1`) unterdrückt. Aber gerade Zellen mit sehr hohen Abbrandbedingungen sind bei Berechnungen, die auf eine Beurteilung der notwendigen Bestrahlungseigenschaften eines Brennstoffs zielen, von großer Bedeutung. In die ACS-Routine wurde daher durch die Funktion `ChosenCells` die Möglichkeit eingebaut, bestimmte Zellen bzw. mehrere Zellen, als zusätzliche Domains zu deklarieren. Sie werden dann gesondert behandelt.⁷⁹

Desweiteren wurde die gesamte Routine automatisiert, so dass keine Nachbearbeitung per Hand mehr notwendig ist.⁸⁰ Die Automatisierung erforderte zudem die Einarbei-

⁷⁹Abb. 4.11-C zeigt eine ausgewählte Zelle am kernnahen untersten Punkt der Brennstoffplatte.

⁸⁰Abb. 4.11-D zeigt eingekreist eine L-förmige Gitterstruktur, die so in MCNP nicht umgesetzt werden

tung einiger Fatal Error bzw. Warning Hinweise und Routinen.

4.4.5. Automatisierte Regelstabbewegung während des Abbrandes

Um die Regelstabstellungen während des Abbrandes zu berücksichtigen wurde eine Mathematica Routine erstellt⁸¹, die während des gesamten Abbrandes die Verwaltung und Steuerung sämtlicher Input Decks übernimmt.

Abb. 4.12 zeigt das Ablaufschema des Programms. Zu Beginn jeden Abbrandschritts muss zunächst die korrekte Regelstabposition ermittelt werden. Dies geschieht durch 3 verkürzte MCNP Rechnungen mit nur 3 Millionen gestarteten Teilchen, bei denen die Regelstabstellung um 10 cm variiert wird. Die korrekte Regelstabstellung wird durch Interpolation der so berechneten Anfangsreaktivitäten $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ und Ermittlung des Wertes für $k(\text{eff})_{\text{ini}} = 1$ gewonnen. Anschließend wird mit dieser Regelstabposition ein Template File mit derzeit 40x70 Zellen erstellt und die Flussstärke mit MCNP berechnet, um die Leistungsverteilung in der Brennstoffplatte für den nachfolgenden Abbrandschritt zu ermitteln. Aus dieser Leistungsverteilung wird nun mit ACS das adaptive Zellgitter generiert, und schließlich das eigentliche Input Deck für den jeweiligen Abbrandschritt mit MCNPX+Cinder90 erstellt. Am Ende des Abbrandes werden die Nuklidkonzentration für die einzelnen Abbrandschritte ausgelesen. Mit Hilfe des so gewonnenen Zellgitters und der Nuklidkonzentrationen wird nun die neue Regelstabposition bestimmt.⁸²

Für die darauf folgenden Schritte ist eine Besonderheit zu beachten. Da sich das ACS Gitter in jedem Schritt verändert, muss beachtet werden, dass die Isotopenzusammensetzung einer bestimmten Domain D in MCNP im n -ten Schritt nicht mehr der Zusammensetzung im $(n+1)$ -ten Schritt entspricht. Zwei Lösungsmöglichkeiten stehen zur Verfügung.

- 1) Zum einen kann während der Erstellung des $(n+1)$ -ten ACS Gitters die Option gewählt werden, dass das Gitter des n -ten Schrittes im Algorithmus beachtet wird und

kann, und in den früheren Versionen der ACS Routine per Hand in zwei Rechtecke unterteilt werden musste.

⁸¹`Complete_Automated_Burnup_Final.nb`

⁸²Während der Entwicklung der Routine kam es im Oktober 2008 zu einigen erheblichen Rückschlägen. Aufgrund der Größe des Problems mit 2800 Zellen bei der Erstellung der Templatefiles mit bis zu 250 Isotopen erreichte der Multiprozessorcode MPICH, der die Kommunikation und Verteilung der Prozesse auf die einzelnen CPU steuert, das Maximum der möglichen Nachrichtengröße von 400 MB. Trotz Neukompilierung von MCNPX2.7.a mit dem Nachfolger MPICH2 und mit OpenMPI, das eine Nachrichtengröße von 1 GB behandeln kann, konnte das Problem nicht behoben werden. Da eine Templaterechnung auf einem Prozessorkern etwa eine Woche dauern würde, wurde Anfang 2009 entschieden durch Reprogrammierung von `Complete_Automated_Burnup_v3.nb` die Anzahl der berücksichtigten Nuklide pro Abbrandschritt zu reduzieren (vgl. 4.7).

die Domaineinteilung des n -ten Schrittes weiter berücksichtigt wird. Dadurch kann die Bestrahlungsgeschichte einer Domain D individuell weiterverfolgt werden (siehe oben **ChosenCell**). Die Regelstabverschiebung und die damit verbundene Verschiebung der Leistungsfreisetzung erhöht jedoch im $(n+1)$ -ten ACS Schritt die Anzahl der Zellen und vor allem der Materialien, da einige der Domains des n -ten Schritts aufgrund der Überlagerung des ACS Gitters des n -ten und $(n+1)$ -ten Gitters aufgesplittet werden. Dies führt zu einem starken Wachstum der zu berücksichtigten Domains und einer der Hauptvorteile der ACS Routine - die Reduzierung der Anzahl der Zellen und damit der Rechenzeit - geht sukzessive verloren.

2) Es kann die **MaterialMix**-Routine eingesetzt werden. Sie berechnet für ein bestimmtes Isotop die Atomdichte N_{n+1} der durch den ACS Schritt $(n+1)$ neu entstandenen Domain D_{n+1} aus den insgesamt i Anteilen f_n^i der Domains des n -ten Schritts D_n an der Domain D_{n+1} . Die neue Nuklidichte ergibt sich aus der Summe der so berechneten Anteile:

$$N_{n+1} = \sum_i f_n^i N_n^i \quad (4.1)$$

In den nachfolgenden Berechnungen wurde diese zweite Mittelungsmethode eingeführt, um die Anzahl der Zellen möglichst gering zu halten.⁸³

⁸³Erste Ergebnisse lassen jedoch eventuell vermuten, dass durch das Vorgehen in einigen Zonen mit hoher Leistung künstlich neues Uran aus leistungsärmeren Zonen beigemischt wird, so dass es im Laufe des Abbrands zu einer Überschätzung der Restreaktivität kommt. Vgl. 4.8.3.

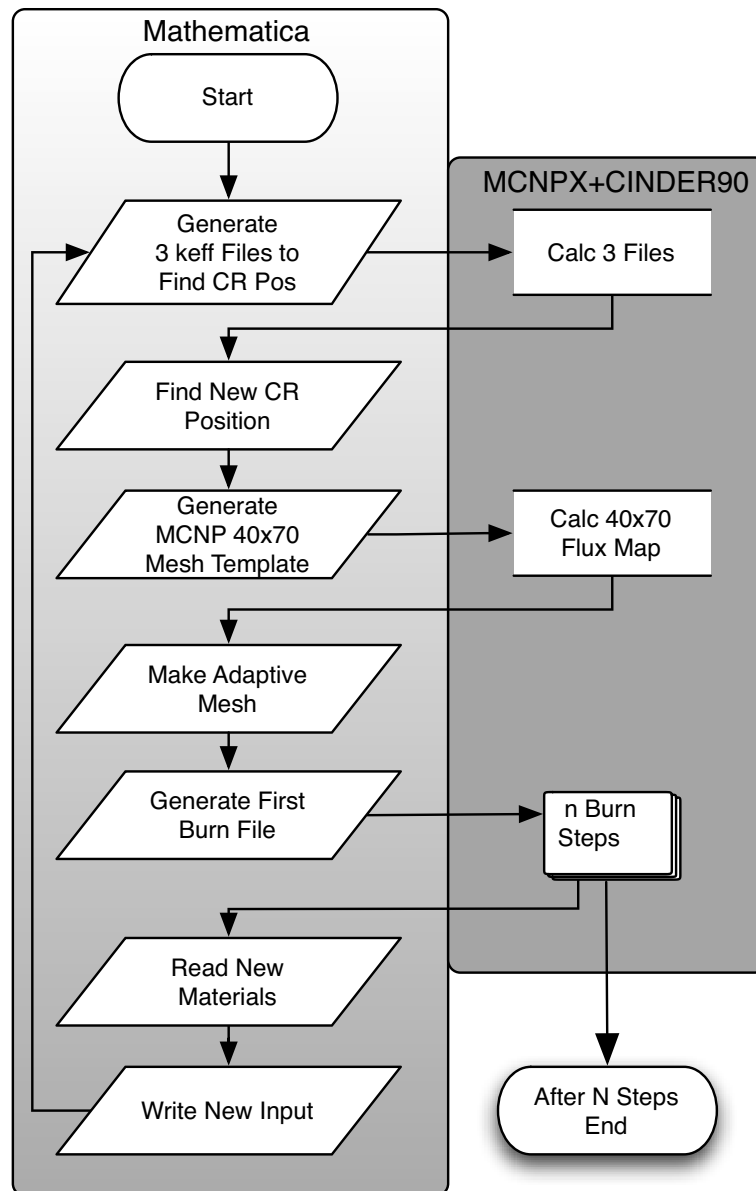


Abbildung 4.12.: Ablaufdiagramm der gekoppelten Mathematica und MCNPX+Cinder90 Rechnungen mit automatisierter Regelstabbewegung (Control Rod - CR) während des Abbrandes.

4.5. Umstellungsrechnungen

Im Folgenden (Kap. 4.5.1, 4.5.2) werden zunächst kurz die Ergebnisse der Umstellungsrechnungen von [Glaser, 2005a] ergänzt durch eigene Berechnungen zusammengefasst, da sie der Ausgangspunkt für die in den darauf folgenden Unterkapiteln (ab Kap. 4.5.3) beschriebenen Parameterstudien und Konversionsrechnungen sind.

4.5.1. Monolithischer UMo-Brennstoff in gegenwärtig verwendeter HEU-Geometrie

M³O Simulationen für die einfachste denkbare Konversionsmöglichkeit, die schlichte Ersetzung des hochangereicherten Uran-Silicid-Brennstoff (3.0 g/cm³) durch monolithischen niedrigangereicherten UMo- Brennstoff (16.0 g/cm³) zeigen eindeutig [Glaser, 2005a], dass diese Umstellungsoption keine akzeptablen Reaktoreigenschaften liefern kann. In Abbildung 4.13 ist der Reaktivitätsverlauf für dieses Szenario aufgetragen (Monolithic LEU). Dabei zeigt sich, dass bereits kurz nach Anfahren des Reaktors (bei Erreichen des Xenon-Gleichgewichts, d.h. nach ca. 2 Tagen) der Kern in dieser Anordnung das oben genannte EOL-Kriterium ($k(\text{eff})=1.07$) erreicht (vgl. 4.4.2). Die Verwendung von niedrig angereichertem Brennstoff höchster Dichte ist aus diesem Grund in der hier betrachteten „alten“ Kerengeometrie unzulässig.

Wie in der Abbildung zu erkennen, ist der Grund für das vorzeitige Erreichen des EOL-Kriteriums nicht durch eine bestrahlungsbedingte Verlustrate (U-235 Verbrauch) bedingt, sondern vielmehr durch die niedrige Anfangsreaktivität des Kerns festgelegt. Erreicht der HEU- Kern zu Beginn nahezu eine Anfangsreaktivität von $k(\text{eff})_{\text{ini}} = 1.20$ (siehe Abb. 4.10), resultiert für monolithischen Brennstoff bei einer Anreicherung von 19.75% (LEU) ein Wert von nur $k(\text{eff})_{\text{ini}} = 1.11$. Dies ist vor allem durch das signifikant angestiegene Uran-Inventar im Kern (40–50 kg statt 8.1 kg) mit einem hohen Anteil U-238 bedingt, durch die die mittlere freie Weglänge der Neutronen deutlich abnimmt, so dass thermische Neutronen das Zentrum des Kerns nur noch eingeschränkt erreichen. Dies führt zu der reduzierten Anfangsreaktivität des Kerns bei Einsatz von monolithischem LEU.

4.5.2. Versuchsweise Maßnahmen zur Erhöhung der Anfangsreaktivität

Untersuchungen zur Nutzbarkeit von monolithischem Brennstoff im FRM-II müssen in zwei Richtungen erweitert werden, um eine genügend hohe Anfangsreaktivität zu realisieren [Englert et al., 2006c].

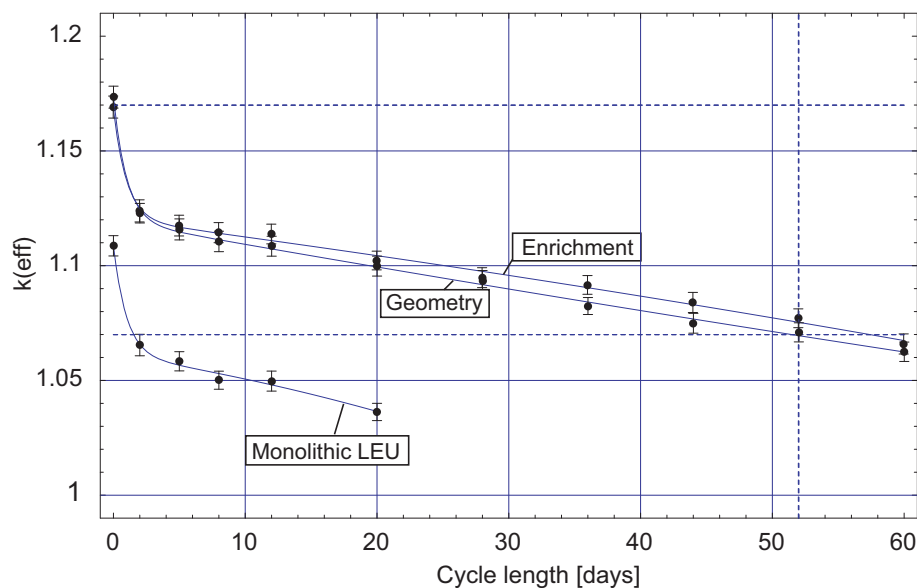


Abbildung 4.13.: M^3O Simulationen zum Einsatz von monolithischem UMo-Brennstoff [Glaser, 2005a]. a) LEU 19.75% U-235 in der derzeit verwendeten HEU Geometrie (Monolithic LEU), b) 32-33% U-235 in der derzeit verwendeten HEU Geometrie (Enrichment), c) 26-27% U-235 bei Verlängerung der aktiven Höhe des Brennelements auf 80 cm (Geometry). (M^3O Rechnung, Files: HEUref und Mod)

1. Zum einen kann gefragt werden, welche Anreicherung für eine vorgegebene Reaktorgeometrie notwendig ist, um einen (bestimmten) Zielwert der Zykluslänge zu erreichen.
2. Zum andern ist zu untersuchen, ob und welche Veränderungen der derzeitigen Brennelement- bzw. Brennstoffplattengeometrie und der Leistung in Erwägung gezogen werden können.

Tabelle 4.8 stellt einige denkbare Modifikationen (Mod. 1 bis Mod. 6) zusammen und nennt mit M^3O berechnete Näherungswerte für die trotz der Modifikation noch notwendige Brennstoffanreicherung, die zum Erreichen einer sicherlich akzeptablen Zykluslänge (etwa 52 Tage) erforderlich ist.⁸⁴

Die hier vorgestellten Modifikationen spiegeln die prinzipiellen Möglichkeiten wieder in welcher Weise die Anfangsreaktivität des angereicherten Brennstoffs erhöht werden kann. Sobald die Kenndaten eines qualifizierten monolithischen Brennstoffs vorliegen

⁸⁴Mod.1-5 beruhen auf Berechnungen in [Glaser, 2005a]. Die ersten Berechnungen zum FRM-II des Autors waren die Berechnungen zu Mod. 6, damals noch mit dem M^3O -System [Englert et al., 2006b].

	Mod. 1	Mod. 2	Mod. 3	Mod. 4	Mod. 5	Mod. 6
Thermische Leistung:	20 MW	20 MW	22 MW	20 MW	20 MW	20 MW
Aktive Höhe:	70 cm	80 cm	80 cm	70 cm	70 cm	80 cm
Dicke der Brennstoffzone:	0.60 mm	0.60 mm	0.60 mm	0.86 mm	0.60 mm	0.86 mm
Stärke des Claddings:	0.38 mm	0.38 mm	0.38 mm	0.25 mm	0.25 mm	0.25 mm
Breite des Kühlkanals:	2.20 mm	2.20 mm	2.20 mm	2.20 mm	2.46 mm	2.20 mm
Uran-Inventar im Kern:	43.25 kg	49.42 kg	49.42 kg	61.99 kg	43.25 kg	70.84 kg
Erford. Anreicherung:	32–33%	26–27%	27–28%	27–28%	27–28%	24–25%

Tabelle 4.8.: Einige untersuchte versuchsweise Modifikationen der Brennelement-Auslegung des FRM-II unter Einsatz von monolithischem UMo. Werte, die gegenüber dem gegenwärtigen HEU-Design variiert wurden, sind hervorgehoben. (Mod. 1-5 [Glaser, 2005a], Mod. 6 [Englert et al., 2006b]). (M³O Rechnung, Files: Mod)

und eine endgültige Umstellungsoption festliegt, müssen gesondert auch thermohydraulische Berechnungen zu Auswirkungen auf die Kühlmittelzirkulation bzw. Kühlleistung erfolgen, vor allem im Falle von Transienten, um eventuell notwendige Veränderungen am Kühlkreislauf zu bestimmen. Ebenso ist der Erhalt der Wirksamkeit der Abschaltstäbe zu bestätigen, sowie der genaue Einfluss des Regelstabes zu bestimmen. Auch wären später thermohydraulische Tests an Brennstoffplatten und an einem Brennelement-Dummy in Erwägung zu ziehen.⁸⁵

Zu 1. Erhöhung der Anreicherung

Anreicherungen des monolithischen Brennstoffs jenseits des LEU-Limits von 20% können $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ erhöhen, bis ein adäquater Wert erreicht ist, um eine akzeptable Zykluslänge zu erzielen. Im Falle von monolithischem Uranbrennstoff in der unveränderten Geometrie (Mod. 1) ist z.B. eine Anreicherung von 32-33% U-235 nötig, um eine ausreichend Zykluslänge zu gewährleisten (Abb. 4.13 Enrichment) Dabei wird die effektive Urandichte in der Peripherie der Platte halbiert (von 16 g/cm³ auf 8 g/cm³). Mod. 1 dient als Referenz-Option gegenüber den weiteren Varianten Mod. 2 bis Mod. 6.

Diese Maßnahme widerspricht natürlich dem Umstellungsziel für Forschungsreaktoren und ist daher proliferationspolitisch problematisch. Eine Erhöhung der Anreicherung

⁸⁵Die Notwendigkeit von thermohydraulischen Berechnungen und Tests besteht natürlich im Prinzip auch für denkbare Auslegungen mit Dispersionsbrennstoffen. Was die Wärmetransporteigenschaften des Brennstoffs angeht, so sind die monolithischen Brennstoffe günstiger einzuschätzen als die Dispersionsbrennstoffe.

sollte nur bei fehlenden Alternativen herangezogen werden. Die Vorgehensweise macht bei einer Optimierung aber Sinn, da daraus wichtige Hinweise für die Machbarkeit einer Umrüstung gewonnen werden oder zumindest relevante Ergebnisse für mögliche Zwischenschritte bei den Umrüstungsbemühungen studiert werden können. In jedem Fall muss sichergestellt sein, dass tatsächlich die niedrigste Anreicherung für eine Brennelementgeometrie identifiziert wird, um so insbesondere auch eine möglichst breite internationale Unterstützung für die Umstellungsmaßnahmen des FRM-II zu gewährleisten (z.B. Brennstofflieferung).

Das prinzipielle Vorgehen zur Bestimmung der notwendigen Anreicherung zum Erreichen einer akzeptablen Zykluslänge zeigt Abb. 4.14. Erreicht die Anfangsreaktivität ein $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ von ca. 1.17, kann eine Zykluslänge von etwa 52 Tagen mit monolithischem Brennstoff erreicht werden (Vgl. Abb. 4.13). Der Wert von $k(\text{eff})_{\text{ini}} = 1.17$ ist dabei ein Anhaltspunkt zur Bestimmung der benötigten Anreicherung. Die jeweils exakte Zykluslänge muss noch einmal in einer separaten Abbrandrechnung bestimmt werden. Dies wurde beispielhaft für Mod. 6 mit einer verkürzten Abbrandrechnung mit wenigen Schritten durchgeführt [Englert et al., 2006c].⁸⁶ Die Einschätzung einer benötigten Anreicherung von 24–25% die aus Abb. 4.14 für diese Option zunächst gewonnen wurde, erwies sich sogar als zu hoch. In Abb. 4.15 wird demonstriert, dass für die Modifikation Mod. 6 schon eine Anreicherung unterhalb von 22.5% ausreicht, um eine Zykluslänge von 52 Tagen zu erreichen.

Zu 2. Veränderung der Brennelement- und Brennstoffplattengeometrien und der Leistung:

Wichtiger und interessanter sind Untersuchungen zur gezielten Veränderungen des Designs, wie Veränderungen an den Brennelement- und Brennstoffplattengeometrien, die zu einer Erhöhung der anfänglichen Reaktivität der Anordnung führen, oder die Erhöhung der Leistung [Glaser, 2005a; Englert et al., 2006c]. Solche Modifikationen sind nur in sehr begrenztem Umfang möglich, da alle wesentlichen Abmessungen der zentralen Reaktorkomponenten im FRM-II bereits vorgegeben sind. Eine Abreicherung des Brennstoffs zieht aber eine höhere notwendige Menge an Brennstoff nach sich, die eigentlich einen erhöhten Platzbedarf für das Brennelement erforderlich macht. Sehr nachteilig wirkt sich nun aus, dass die Betreiberseite während des Baus des FRM-II (1996-2003) keine entsprechenden Spielräume im Bereich des Reaktorkerns vorgesehen hat. Zumindest eine Verdickung des Brennelements kommt daher kaum (oder nur im marginalen Bereich) in Betracht.

⁸⁶Ein Vergleich der verkürzten Rechnung mit einer Rechnung mit 12 Schritten zeigt, dass zu wenige Schritte den Fluss leicht überschätzen und daher mehr U-235 verbrannt wird, was zu niedrigeren Reaktivitätswerten am Ende des Abbrandes und zu einem Unterschätzen der Zykluszeit führt. Der Trend im Vergleich von zwei verkürzten Reaktivitätsverläufen ist jedoch davon nicht betroffen.

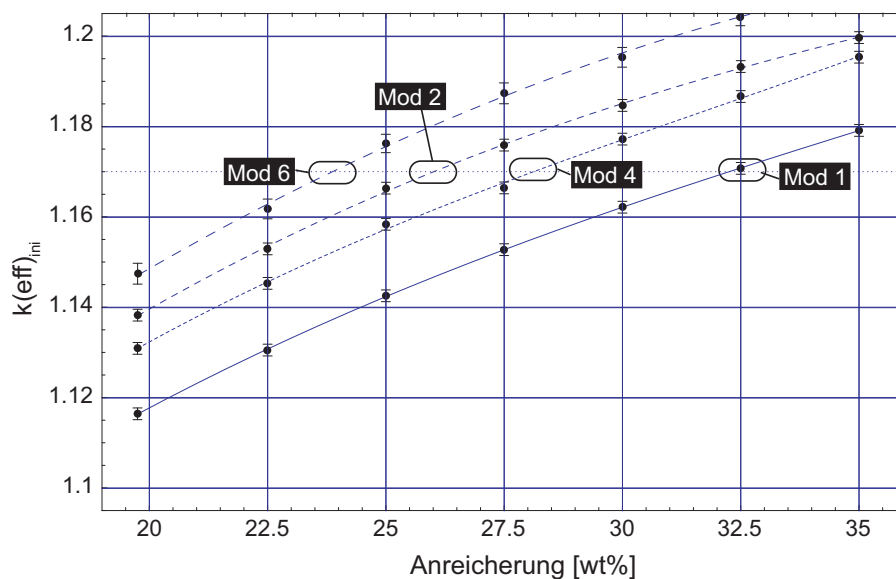


Abbildung 4.14.: Anfangsreaktivität $k(eff)_{ini}$ des Reaktorkerns als Funktion der Brennstoffanreicherung für die versuchsweisen Auslegungsmodifikationen Mod. 1, Mod. 2, Mod. 4 [Glaser, 2005a] und Mod. 6 [Englert et al., 2006b]. Der Minimalwert von $k(eff)_{ini}$, um eine Zykluslänge von mindestens 52 Tagen zu gewährleisten beträgt ca. 1.17 für den gegebenen Brennstofftyp. (M^{3O} Rechnung, Files: Mod)

Zu den denkbaren Veränderungen gehören insbesondere die aktive Höhe des Brennelements, die Dicke der Brennstoffzone sowie die Stärke des Claddings und die Breite des Kühlkanals.

Veränderung der Höhe Um die Anfangsreaktivität des Kerns zu erhöhen, kann das Kernvolumen vergrößert werden (Mod. 2). Dies ist unter den gegebenen Voraussetzungen am einfachsten durch eine Vergrößerung der aktiven Höhe des Brennelements (z.B. von 70 cm auf 80 cm, Details siehe unten) zu erreichen, was zu einer weiteren Reduktion der Anreicherung genutzt werden kann.⁸⁷

Erhöhung der Leistung des Reaktors Die mittlere Leistungsdichte legt maßgeblich den maximal zu erreichbaren Neutronenfluss von Forschungsreaktoren allgemein fest.⁸⁸ Durch die Erhöhung des Kernvolumens reduziert sich ebenfalls die Leistungsdichte, so dass in diesem Fall auch die Option einer leichten marginalen Leistungserhöhung des Reaktors von 20 MW auf 22 MW in Erwägung gezogen

⁸⁷Die räumliche Möglichkeit hierzu besteht im Prinzip, da zwischen dem Sieb am oberen Ende des Brennelements und dem Beginn der aktiven Zone mit den Brennstoffplatten ausreichend Abstand zur Verfügung steht. Allerdings müsste in diesem Fall eventuell eine veränderte Regelstabeinheit genutzt werden mit einem längeren Berylliumfolger. Genaue Angaben, wieviel länger das Brennelement sein kann, könnten nur mit Hilfe detaillierter technischer Zeichnungen gewonnen werden.

⁸⁸Siehe bspw. [Glaser, 2005a] Kap. 9.1].

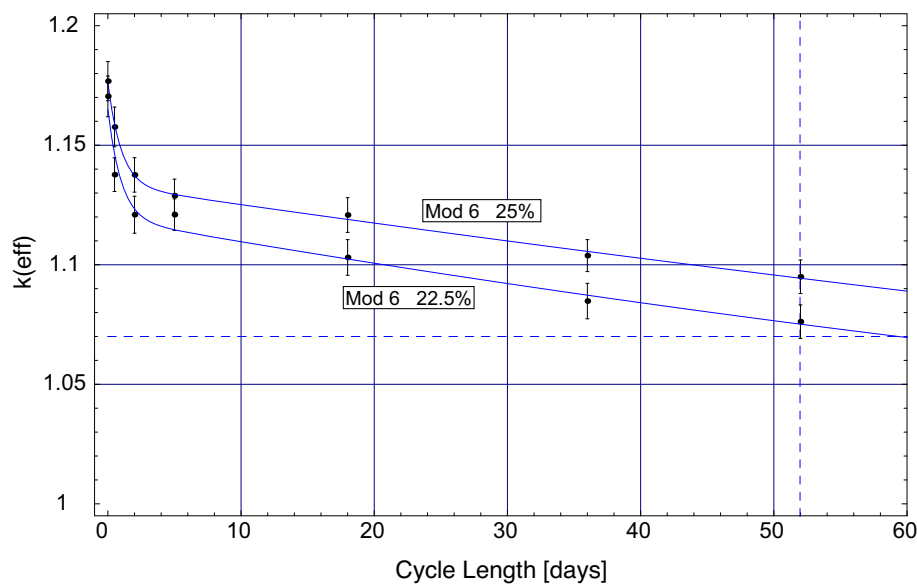


Abbildung 4.15.: Reaktivität des Reaktorkerns als Funktion der Zyklusdauer für die versuchsweise Auslegungsmodifikation Mod. 6 mit einer Anreicherung von 22.5% und 25% [Englert et al., 2006c]. (MCODE, Mod)

werden kann, so dass der ursprüngliche Wert der mittleren Leistungsdichte nahezu reproduziert und die Performance des Reaktors gleichzeitig weiter erhöht wird.⁸⁹ Mod. 3 entspricht dieser prinzipiellen Möglichkeit einer Leistungserhöhung. Da eine erhöhte Reaktorleistung von 22 MW zu einer entsprechend stärkeren Reaktivitätsverlustrate führt bzw. der Entladeabbbrand des Brennelements von 1040 MWd(th) auf 1144 MWd(th) ansteigt, muss allerdings auch die Brennstoffanreicherung gegenüber Mod. 2 leicht erhöht werden.

Bei den bislang betrachteten Modifikationen 1–3 bleibt die sonstige Geometrie des Brennelements unverändert. Für die Modifikationen 4–5 bleiben die aktive Höhe des Brennelements und die Reaktorleistung bei den Werten der bekannten Referenzauslegung des FRM-II mit HEU-Brennstoff. Dafür werden aber Variationen hinsichtlich der Dicke der Brennstoffzone, der Stärke des Claddings und der Breite der Kühlkanäle vorgenommen. Bei Mod. 6 wiederum [Englert et al., 2006b], wird zusätzlich auch die aktive Höhe des Brennelements vergrößert. Es zeigt sich, dass mit diesen weiteren Modifika-

⁸⁹Diese Strategie scheint prinzipiell möglich, da die Kühlung des FRM-II-Kerns für den derzeitigen und damit höheren Wert der Leistungsdichte ausgelegt ist. Eine Erhöhung der thermischen Leistung um nicht mehr als 10% zieht darüber hinaus keine Pflicht zur Bekanntmachung der Veränderung der Anlage nach sich, die zu Einwendungen und Erörterungstermin und damit zu längeren Genehmigungsverfahren führen könnte, und ist daher genehmigungsrechtlich als eher unproblematisch einzuschätzen (vgl. Verordnung über das Verfahren bei der Genehmigung von Anlagen nach § 7 des Atomgesetzes (AtVfV), § 4).

tionsmöglichkeiten ähnliche Effekte für das Ziel der Erhöhung der Anfangsreaktivität erreicht werden können, wie mit den Modifikationen 1 und 3.

Reduktion der Claddingstärke und Verbreiterung der Brennstoffstärke: Es gibt prinzipiell die Option, bei Einsatz von monolithischem Brennstoff, Brennstoffplatten mit reduzierter Stärke des Claddings zu betrachten.⁹⁰ Das dabei frei werdende Kernvolumen wird in Mod. 4 bei konstanter Plattendicke und -anzahl dazu genutzt, die Breite der Brennstoffzone von 0.60 mm auf 0.86 mm zu vergrößern [Glaser, 2005a]. Durch diese Maßnahme ergibt sich ein Uraninventar, das um mehr als 40 % über dem Wert von Mod. 1 liegt. Dies führt wiederum zu einem signifikanten Anstieg der Reaktivität des Kerns, so dass nun eine Anreicherung von 27–28% ausreicht, um den Reaktor bis zum Zielabbrand zu betreiben. Sollte das argentinische Testprogramm für monolithische Brennstoffe mit einer Zircaloy-Hülle erfolgreich sein [Pasqualini, 2005, 2008] wären nach Aussage argentinischer Experten sogar Claddingstärken von nur 150 μm vorstellbar. Hydraulische Probleme seien dabei bei einer Gesamtplattendicke von mindestens 750 μm nicht zu erwarten.⁹¹ Allerdings sind solch dünne Claddingstärken bisher noch nicht zum Einsatz gekommen und es bestünde die Notwendigkeit für ausgiebige Bestrahlungstests.

Reduktion der Claddingstärke und Verbreiterung des Kühlkanals: Im Gegensatz zu Mod. 4 kann die Reduktion der Cladding-Stärke (wiederum bei konstanter Anzahl der Brennstoffplatten) auch dazu genutzt werden, die Breite des Kühlkanals zu vergrößern (hier: 2.46 mm statt 2.20 mm) [Glaser, 2005a]. Da die Brennstoffzone selbst hier nicht verändert wird, ergibt sich für Mod. 5 eine insgesamt geringere Breite der Brennstoffplatte, deren thermohydraulische Stabilität separat überprüft werden müsste. Wie in Tabelle 4.8 deutlich wird, führt das zusätzliche leichte Wasser im Kern zu einer mit Mod. 4 vergleichbaren Reduktion der erforderlichen Anreicherung (27–28%). Dieser Effekt ergibt sich durch das etwas weniger harte Neutronenspektrum im Kern, da die Neutronen durch das zusätzliche leichte Wasser effektiver thermalisiert werden. Dies wiederum erhöht die relative Wichtung von Spaltungen in Uran-235 gegenüber Konkurrenzprozessen und macht damit den Kern etwas transparenter für von außen einfließende Neutronen.

Kombinationen: Alle möglichen Kombinationen von Veränderungen sind denkbar. Beispielhaft wurde durch Kombination von Mod. 2 und Mod. 4 die weitere Modifikation Mod. 6 berechnet [Englert et al., 2006b]. Das Uraninventar ist nochmals um 63% gegenüber Mod. 1 erhöht, damit werden die Anreicherungsnotwendigkeiten weiter auf 24–25% reduziert. Die Kombination zweier Änderungen bei dieser

⁹⁰Im U.S.-amerikanischen Hochflußreaktor (HFIR, Oak Ridge) kommen Brennstoffplatten mit einer nominalen Cladding-Stärke von 0.25 mm zum Einsatz

⁹¹Persönliche Kommunikation mit E. Pasqualini, CNEA, Argentinien.

Option deutet schon auf die unten vorgestellten Parameterraumstudien hin (siehe Kap. 4.5.3).

Die Modifikation 6 war der Ausgangspunkt für die Überlegung eine breiter angelegt Parameterstudie durchzuführen, um die genaue funktionelle Abhängigkeit der Anfangsreaktivität von den einzelnen Veränderungen an der Geometrie zu finden und damit die optimale Kombination an Parametern für eine möglichst hohe Anfangsreaktivität zu bestimmen.

Beim Ausgleich der komplementären Ziele einer möglichst niedrigen Anreicherung und der Optimierung der Reaktorperformance könnte schließlich durch weiteres Anheben der Anfangsreaktivität auch eine Erhöhung der Zykluslänge beim Betrieb mit monolithischem UMo-Brennstoff in Erwägung gezogen werden. Aus Abbildung 4.10 und 4.15 (sowie weiter unten in Abb. 4.29) wird deutlich, dass die Reaktivitätsverlustrate für den Abbrand generell gering ist, so dass eine leichte Erhöhung des $k(\text{eff})$ bei Zyklusbeginn bereits zu einer signifikanten Erhöhung der Zykluslänge führt. Angedeutet wird dies etwa in Abbildung 4.15, in welcher der Verlauf der Reaktivität über der Zykluslänge für die Modifikation Mod. 6 dargestellt ist. Aufgrund der hohen anfänglichen Reaktivität und aufgrund der leicht flacheren Steigung im späteren Verlauf steht bei einer Anreicherung von 25% nach 52 Tagen noch eine ausreichende Reaktivitätsreserve zu Verfügung, so dass von einer weit größeren möglichen Zykluslänge ausgegangen werden kann.

4.5.3. Parameterstudie für LEU Einsatz

Das Vorgehen im Folgenden [Englert et al., 2006c; Englert und Liebert, 2006, 2007] unterscheidet sich in zwei Punkten vom bisherigen [Glaser, 2005a; Englert et al., 2006b]. Zum einen wird nun die Anreicherung zunächst bei 19.75% (LEU) festgehalten und hiervon ausgehend die Optimierung der Anfangsreaktivität untersucht, um eine akzeptable Zykluslänge zu erreichen. Hierzu werden relevante Reaktordesignparameter wie Stärke der Brennstoffzone (Meat) und des Claddings (Clad), Breite des Kühlkanals (Cool) und die aktive Kernhöhe (Height) variiert. Zum anderen sollen Erkenntnisse über die funktionalen Abhängigkeiten der Zielfunktion (hier Anfangsreaktivität) von den genannten Parametern gewonnen werden.

Damit wird auch über die in [Glaser, 2005a] eingesetzte Methode der linearen Programmierung hinausgegangen, denn diese beruhte auf der wesentlichen Einschränkung der Linearisierbarkeit der Funktionen der Nebenbedingungen und der Zielfunktion. Bei einer Optimierung mit nur wenigen freien Variablen und bei nur leicht nichtlinearem Verhalten der Funktionen ist dieses Verfahren robust genug, um verlässliche Aussagen zur Optimierung zu machen. Im Allgemeinen ist die Optimierung der Reaktorperformance jedoch ein nichtlineares Problem, da sowohl die Zielfunktion als auch die Nebenbedingungen komplexe Funktionen der Reaktordesignvariablen sind. Werden daher wenige Variablen festgehalten, wird es zusätzlich zum iterativen Überprüfen der einzelnen Schritte des Algorithmus erforderlich, sowohl die Linearisierbarkeit genauer zu überprüfen, als auch den funktionalen Zusammenhang zwischen der Zielfunktion $f(\vec{x})$ und den einzelnen Variablen \vec{x} zu untersuchen.

Es ist zu beachten, dass bestimmte Kombinationen der hier diskutierten Werte der Variablen aus verschiedenen Gründen möglicherweise nicht realisierbar sein könnten (geometrische Parameter z.B. bestimmte Kombinationen von Brennstoffzonendicke, Claddingstärke und Kühlkanalbreite, Betriebsparameter wie insbes. Leistungsdichte und Wärmefluss, bauliche Beschränkungen etc.⁹²). Dennoch wurde der Parameterbereich zunächst sehr weit gewählt (Tab. 4.9), um Trends beim Einfluss auf die Zielfunktion der anfänglichen Reaktivität aufspüren zu können.

⁹²So könnte sich bei genauerer Untersuchung zeigen dass, etwa sehr dünne Platten (z.B. Clad 200 μm , Meat 400 μm) thermohydraulisch doch nicht ausreichend stabil sind oder dass bei einer dicken Brennstoffplatte und sehr breitem Kühlkanal (z.B. Clad 400 μm , Meat 900 μm , Cool. 3.0 mm) die Plattenanzahl und damit die zur Kühlung zur Verfügung stehende Fläche zu gering wird oder dass bei sehr dünnem Kühlkanal und sehr dicken Brennstoffplatten (z.B. Clad 300 μm , Meat 900 μm , Cool. 1.8 mm) durch das Schwellen des Brennstoffs während des Abbrandes die Kühlkanalbreite über ein kritisches Maß hinweg reduziert wird etc. Die letzteren beispielhaft genannten Kombinationen sind aber bereits allein aus Reaktivitätsgründen nicht sonderlich interessant.

Parameter	Werte	
Thermische Leistung	20 MW	fest
Anreicherung	19.75%	fest
Effektive Urandichte	16 g/cc	fest
Dicke der Brennstoffzone	0.40, 0.50, 0.60, 0.70, 0.80, 0.90 mm	variabel
Stärke des Claddings	0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40 mm	variabel
Breite des Kühlkanals	1.8, 2.2, 2.6, 3.0, 3.4 mm	variabel
Innerer Kernradius	6.50 cm	fest
Äußerer Kernradius	11.45 cm	fest
Aktive Höhe	70.00 - 90.00 cm (in 2 cm Schritten)	variabel
Position des Dichtesprungs	10.56 cm	fest
Stärke des Dichtesprungs	0.5	fest

Tabelle 4.9.: Variierte Designvariablen für den FRM-II zur Untersuchung der funktionalen Abhängigkeiten (Parameterraumstudie für LEU-Einsatz).

Variation der Brennelementhöhe

Die Auswirkungen der Variation der aktiven Höhe des Brennelements auf die Anfangsreaktivität wurde zunächst unabhängig von der Variation der anderen Variablen ausgehend von den Abmessungen von Mod. 1 untersucht, allerdings hier mit einer Anreicherung von 19.75% (Abb. 4.16). Die anfängliche Reaktivität steigt relativ linear mit zunehmender aktiver Höhe an. Zu beachten ist hierbei, dass bei Konstanz anderer Parameter die Leistungsdichte im Kern und damit auch der Fluss abnimmt. Dieser Flussverlust kann im Prinzip durch eine ausgleichende marginale Erhöhung der Reaktorleistung kompensiert werden (siehe Mod. 2, Kap. 4.5.2). Wenn die Höhe des Brennelements variiert wird, sind Veränderungen in der vertikalen Flussverteilung zu erwarten (siehe Kap. 4.8.3).

Variation der Brennstoffplattengeometrie und Plattenanzahl.

Von besonderem Interesse ist das Studium der Auswirkungen der Variation der Brennstoffplattengeometrie. Das prinzipielle Vorgehen ist in Abb. 4.17 veranschaulicht. Durch die Variation der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals entstehen Brennelemente mit unterschiedlicher Anzahl der Brennstoffplatten im Brennelement. Es ist zu beachten, dass sich mit Reduktion der Plattenzahl bei gleichbleibender Leistung des Brennelements der Wärmefluss über die Plattenoberfläche erhöht.

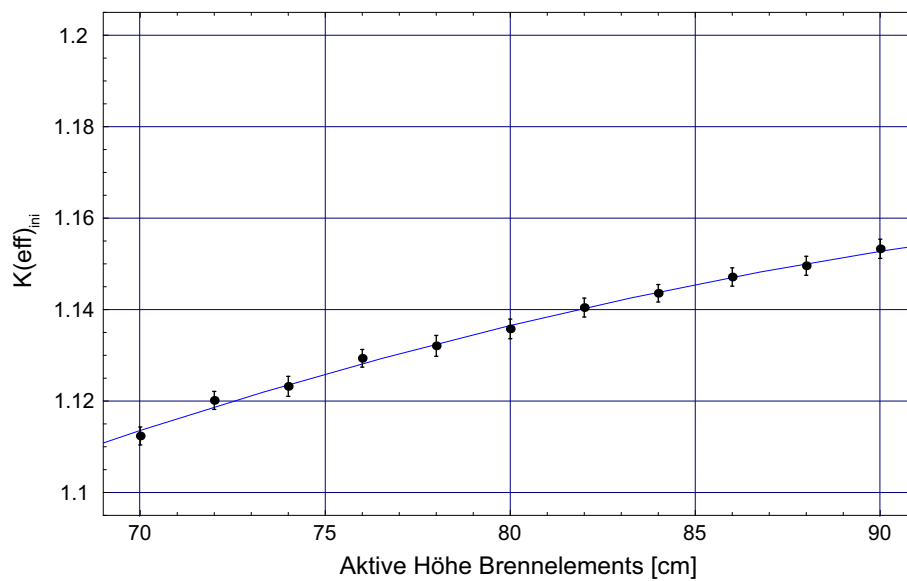


Abbildung 4.16.: Anfängliche Reaktivität $k(eff)_{ini}$ als Funktion der Variation der aktiven Höhe des Brennelements zur Untersuchung der funktionalen Abhängigkeiten für die versuchsweise Modifikation Mod. 1 aber mit einer Anreicherung von nur 19.75%. (MCNPX, LEUparam) [Englert et al., 2006c; Englert und Liebert, 2006, 2007].

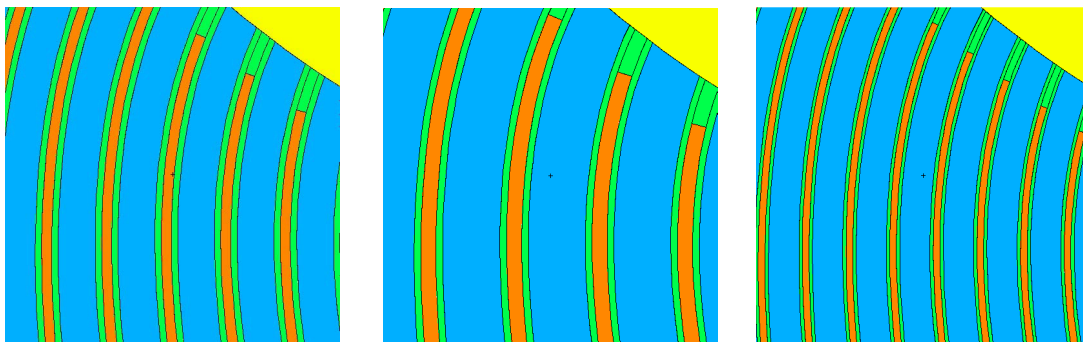


Abbildung 4.17.: Veranschaulichung des Vorgehens bei der Parameterstudie. Links, die derzeit verwendete HEU-Geometrie (vgl. Abb. 4.3). In der Mitte ein Brennelement mit wenigen Platten, breitem Kühlkanal und breiter Brennstoffzone. Rechts viele dünne Platten mit leicht verengtem Kühlkanal. (MCNPX, LEUparam)

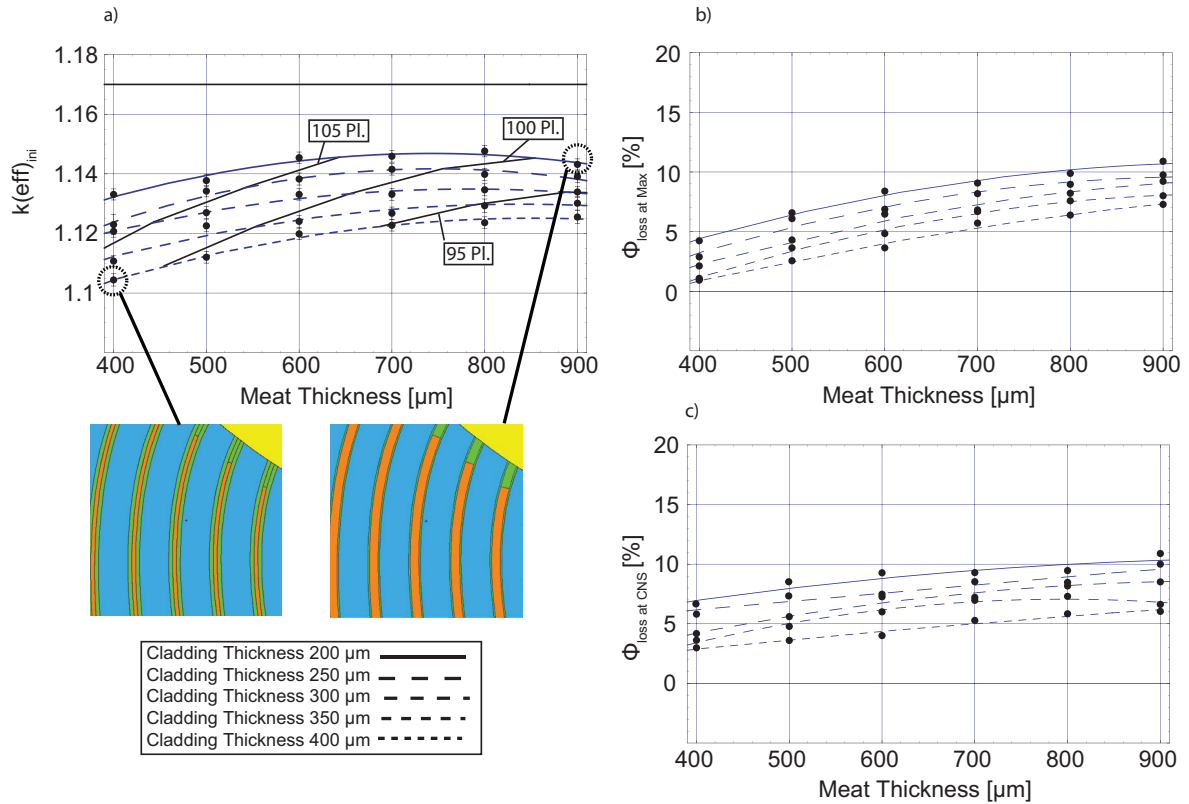


Abbildung 4.18.: Berechnungsergebnisse für verschiedene Brennstoff- und Claddingstärken (Kühlkanalbreite 3.0 mm, Aktive Höhe 70 cm, LEU) [Englert et al., 2006c; Englert und Liebert, 2006, 2007]. Jeder Punkt zeigt die MCNP Berechnung eines Input Decks einer Brennelementgeometrie des FRM-II. Die Plattenanzahl ist für jeden Kern anders. a) Anfängliche Reaktivität der verschiedenen Brennelemente. Durchgezogene Linien verbinden berechnete Punkte mit konstanter Plattenanzahl. b) Flussverluste im Flussmaximum für den ungestörten Reaktor. c) Flussverluste an der Position der kalten Quelle ($r=40$ cm). (MCNPX, LEUparam)

In Abb. 4.18 ist der Einfluss der Variation von Brennstoff- und Claddingstärke auf die Anfangsreaktivität dargestellt. Jeder Punkt symbolisiert ein eigens erstelltes Input Deck der entsprechenden Brennelementgeometrie und eine entsprechende MCNP Rechnung. Durch die Erhöhung der Brennstoffstärke werden bei konstantem Cladding zwar weniger Platten im Brennelement untergebracht, die zusätzliche Masse an Uran erhöht jedoch die Anfangsreaktivität, vor allem bei dickem Cladding deutlich. Dünneres Cladding ermöglicht bei konstanter Brennstoffstärke eine höhere Anzahl an Brennstoffplatten im Kern, die so zugeführte zusätzliche Masse erhöht ebenfalls die Anfangsreaktivität. Der Leitwert von $k(\text{eff})_{\text{ini}} = 1.17$ für die Anfangsreaktivität kann durch diese Maßnahmen allein aber nicht erreicht werden, zusätzlich kann jedoch eine Verlängerung der Höhe genutzt werden (s.o.).

Gleichzeitig mit der Vergrößerung des Brennstoffinventars steigt jedoch durch die Selbstabschirmung von U-238 der Flussverlust im Maximum im Moderatortank auf bis zu 10% (Abb. 4.18b). Für die Position der kalten Quelle ($r=40$ cm) im ungestörten Reaktormodell ohne Einbauten ist der Trend zu höheren Flussverlusten bei zunehmender Brennstoffstärke zwar weniger deutlich ausgeprägt (Abb. 4.18c), die Flussverluste sind jedoch ähnlich hoch, ausser für geringe Brennstoffstärken, bei denen der Flussverlust an der Position der kalten Quelle höher ist als entsprechende Verluste im Flussmaximum.

Auswirkung auf die Anfangsreaktivität

Die Abbildungen Abb. 4.20, Abb. 4.21 und Abb. 4.22 zeigen den vollständigen Parameterraum für die Auswirkungen auf die Anfangsreaktivität. Die Abbildungen beinhalten jeweils denselben Datensatz der Ergebnisse von 125 durchgeführten Simulationsrechnungen mit je unterschiedlichen Brennelementgeometrien — jedoch in unterschiedlicher Darstellung, um die einzelnen Trends deutlicher sichtbar machen zu können.⁹³

Wie zu erwarten war, ist die Dicke des Claddings entscheidend für die Erhöhung von $k(\text{eff})_{\text{ini}}$. Je dünner das Cladding ist, desto mehr anfängliche Reaktivität entsteht (Abb. 4.22). Je weiter dabei der Kühlkanal gewählt wird, desto sensibler ist der gewünschte Effekt für $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ auf eine Vergrößerung der Brennstoffstärke (Abb. 4.21). Das Optimum der zu wählenden Brennstoffstärke liegt zwischen 0.7 und 0.9 mm, außer für den Fall eines sehr dünnen Claddings und Kühlkanals, bei dem sich ein Trend zu niedrigen Brennstoffstärken abzeichnet (Abb. 4.20).

Letztlich ist der Gewinn von $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ bei dieser letzten Kombination jedoch geringer als bei anderen denkbaren Variationen. Eine Kühlkanalstärke von nur 1.8 mm ist zu

⁹³Einige Punkte liegen selbst mit Fehlerbalken nicht exakt auf den Fitkurven, die als optische Erleichterung eingefügt wurden. Dies liegt an der letztlich zu wählenden Plattenanzahl, die jeweils eine ganze Zahl sein muss.

gering. Das Optimum stellt sich bei Kühlkanalstärken zwischen 2.6 und 3.4 mm ein. Eine Verbreiterung des Kühlkanals erlaubt zudem, ein größeres Volumen Wasser bei gleichbleibender Strömungsgeschwindigkeit durch das Brennelement fließen zu lassen bzw. die Strömungsgeschwindigkeit zu reduzieren. Auswirkungen auf die zusätzliche Pumpleistung wären gesondert zu betrachten.

Auswirkung auf den Fluss

In den Abb. 4.23, 4.24, 4.25 und 4.26 wird der Flussverlust der in der Parameterstudie untersuchten möglichen Core-Varianten des FRM-II dargestellt.⁹⁴ Eine Verringerung der Claddingstärken vergrößert auch den Flussverlust im Maximum um etwa 5-6% zwischen einer Claddingstärke von 400 μm gegenüber Claddingstärken von 200 μm (Abb. 4.25). Dies gilt auch für den Flussverlust an der Position der kalten Quelle (Abb. 4.26). Eine Ausnahme für den Flussverlust ist bei besonders starken Brennstoff- und Claddingstärken an der kalten Quelle zu verzeichnen (Abb. 4.26), dies ist jedoch aufgrund der schlechten Anfangsreaktivität durch das dicke Cladding kein besonderer Vorteil. Ein möglichst breiter Kühlkanal trägt auch zu einer Reduktion des möglichen Flussverlustes im Maximum gerade bei dünnem Cladding bei (Abb. 4.23). Eine Vergrößerung des Kühlkanals gegenüber den derzeit genutzten 2.2 mm kann 3-5% des Verlustes reduzieren. Für dickeres Cladding ist der Einfluss der Kühlkanalbreite schwächer. Allerdings ist dieser im Maximum des Flusses beobachtbare Trend für den Flussverlust an der Position der kalten Quelle nicht besonders ausgeprägt (Abb. 4.24). Gerade für das aus Reaktivitätsgründen günstigen dünne Cladding bei dickeren Brennstoffstärken ist hier teilweise keine Veränderung über der Variation der Kühlkanalbreite zu bemerken.

Im Hinblick auf die Gesamtperformance des Reaktors ist es günstiger, auf eine Steigerung der anfänglichen Reaktivität zu optimieren, als auf einen Flussgewinn. Lässt sich etwa der Flussverlust von 10% (Meat 800 μm , Cool 3.4 mm, Clad 200 μm) durch Verdicken des Cladding von 200 μm auf 400 μm um 5% drücken, sinkt allerdings gleichzeitig die Reaktivität im günstigsten Fall um $\Delta k_{\text{eff,ini}} = 0.02$, was einem Performanceverlust von 10% entspricht (vgl. Kap. 4.6). Netto würde also ein Verlust von ca. 15% eingefahren, während bei Nutzung von 200 μm Cladding nur 10% Verlust zu verzeichnen wäre.⁹⁵

⁹⁴Eine Darstellungsvariante des Flussverlustes über der Brennstoffstärke wird nicht mit dargestellt.

⁹⁵Der Vorrang der Reaktivität in der Optimierung würde noch mehr für einen direkten Vergleich der Zykluslängen ohne Berücksichtigung der Wartungszeiten gelten, der nicht nach Gl. 4.3 durchgeführt wird.

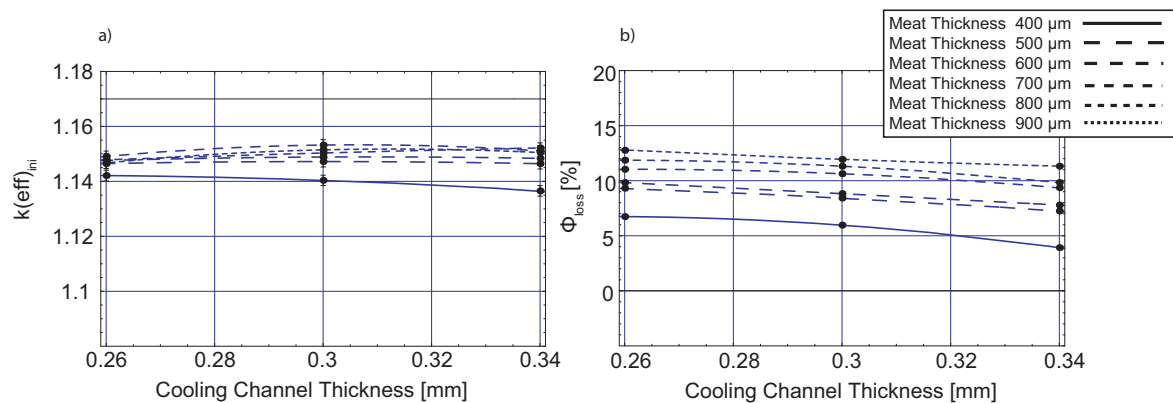


Abbildung 4.19.: Funktionale Abhängigkeiten der anfänglichen Reaktivität $k(\text{eff})$ und des th. Flussverlustes im Maximum von der Stärke der Brennstoffzone und der Breite des Kühlkanals für ein 150 µm Zirkonium-Cladding (Brennelementhöhe 70 cm). (MCNPX, LEUparam) [Englert und Liebert, 2007].

Zr-Cladding

Im Rahmen des argentinischen Brennstoffentwicklungsprogramms wurden auch Zirkonium-Claddings untersucht [Pasqualini, 2005, 2008]. Zirkonium bietet bei der Herstellung den Vorteil, dass das Zr mit Uran durch Kaltwalzen verbunden werden kann, ohne aufwändige Herstellungsprozesse wie bei einem Aluminiumcladding.

Die Experten versprechen sich unter anderem die Möglichkeit dadurch zu extrem dünnen Cladding von nur 150 µm zu kommen.⁹⁶ Nach Aussage der argentinischen Experten, wäre eine Claddingstärke von nur 150 µm vorstellbar. Eine solche Platte würde aller Voraussicht nach, selbst bei einer Gesamtdicke von nur 750 µm thermohydraulisch stabil bleiben.⁹⁷ Da Zirkonium auch als Diffusionsblocker zur Unterdrückung von Porositätsbildung eingesetzt wird (Kap. 4.1.3), wäre damit auch gleichzeitig ein weiteres Problem behoben.

Zur Untersuchung des Potentials von Zr als Cladding Material wurden Berechnungen mit extrem dünnen Cladding durchgeführt (Abb. 4.19 [Englert und Liebert, 2007]).⁹⁸

⁹⁶Vgl. Kap. 4.5.2 zu Veränderung der Stärke des Cladding.

⁹⁷Persönliche Kommunikation E. Pasqualini.

⁹⁸Trotz einiger Nachfragen bezüglich der Ergebnisse dieser Rechnungen auf den internationalen Konferenzen (J. Matos RERT, E. Pasqualini ENEA, J. Wachs INL) kam es bisher nur zu einem Bestrahlungsexperiment von zwei monolithischen Platten mit Zr-Claddings im Rahmen des RERT 7-A Experiments. Die Platten hatten eine Cladding-Stärke von 250 µm.

Die Berechnungen zeigen, dass im Fall solcher dünnen Claddings auch dünnere Brennstoffstärken ab $500\text{ }\mu\text{m}$ fast dieselbe Anfangsreaktivität wie bei dickeren Brennstoffstärken erreichen. Dadurch ließe sich der Fluss durch Brennstoffstärkenvariation und Erhöhung der Kühlkanalbreite weiter optimieren, ohne die anfängliche Reaktivität zu stark zu kompromittieren.

4.5.4. Zusammenfassung der Parameterraumstudie

Prinzipiell ist mit der Parameterraumstudie gezeigt worden, in welche Richtung gedacht und welche Entwicklungsarbeit geleistet werden muss, wenn mit geometrischen Veränderungen die Anfangsreaktivität angehoben werden soll, um im gleichen Zug die noch verbleibende Anreicherungsnotwendigkeit zu senken, damit letztlich das proliferationspolitische Ziel einer Anreicherung unterhalb von 20% zu erreichen ist.

Die oben vorgestellte Parameterraumstudie deckt sicher noch nicht vollständig den gesamten Parameterraum ab. So wäre beispielsweise auch eine leichte Vergrößerung des Brennelementradius eventuell möglich. Allerdings ist der Spielraum hierfür auf wenige Millimeter begrenzt aufgrund der Nähe der Abschaltstäbe, deren Funktion auf keinen Fall beeinträchtigt werden sollte. Desweiteren müsste das Leistungsprofil mit berücksichtigt werden und der Einfluss eines Stärkenprofils der Brennstoffplatte zum Ausgleich der Leistungsspitzen auf den Fluss untersucht werden.⁹⁹ Einen ersten Eindruck von den Möglichkeiten das Flussprofil auf diese Weise zu beeinflussen gewährt Kap. 4.7.1. Auch wäre es interessant, sehr dünne Brennstoffstrukturen zu berechnen, da Abb. 4.20 für ein Cladding von $200\text{ }\mu\text{m}$ und einer Kühlkanalstärke von nur 1.8 mm einen Trend zu höherer Reaktivität bei Brennstoffstärken $< 400\text{ }\mu\text{m}$ zeigt. Für verschiedene Claddingstärken scheint auch ein Trend sichtbar, dass noch größere Kühlkanalbreiten eine noch höhere Anfangsreaktivität erzeugen (Abb. 4.21). Die Parameterstudie zeigt, dass bei geeignetem Brennelementdesign zusammen mit einer Längenveränderung eine ausreichende Anfangsreaktivität mit LEU-Brennstoff erreicht werden kann.

⁹⁹Siehe auch Fußnote 105.

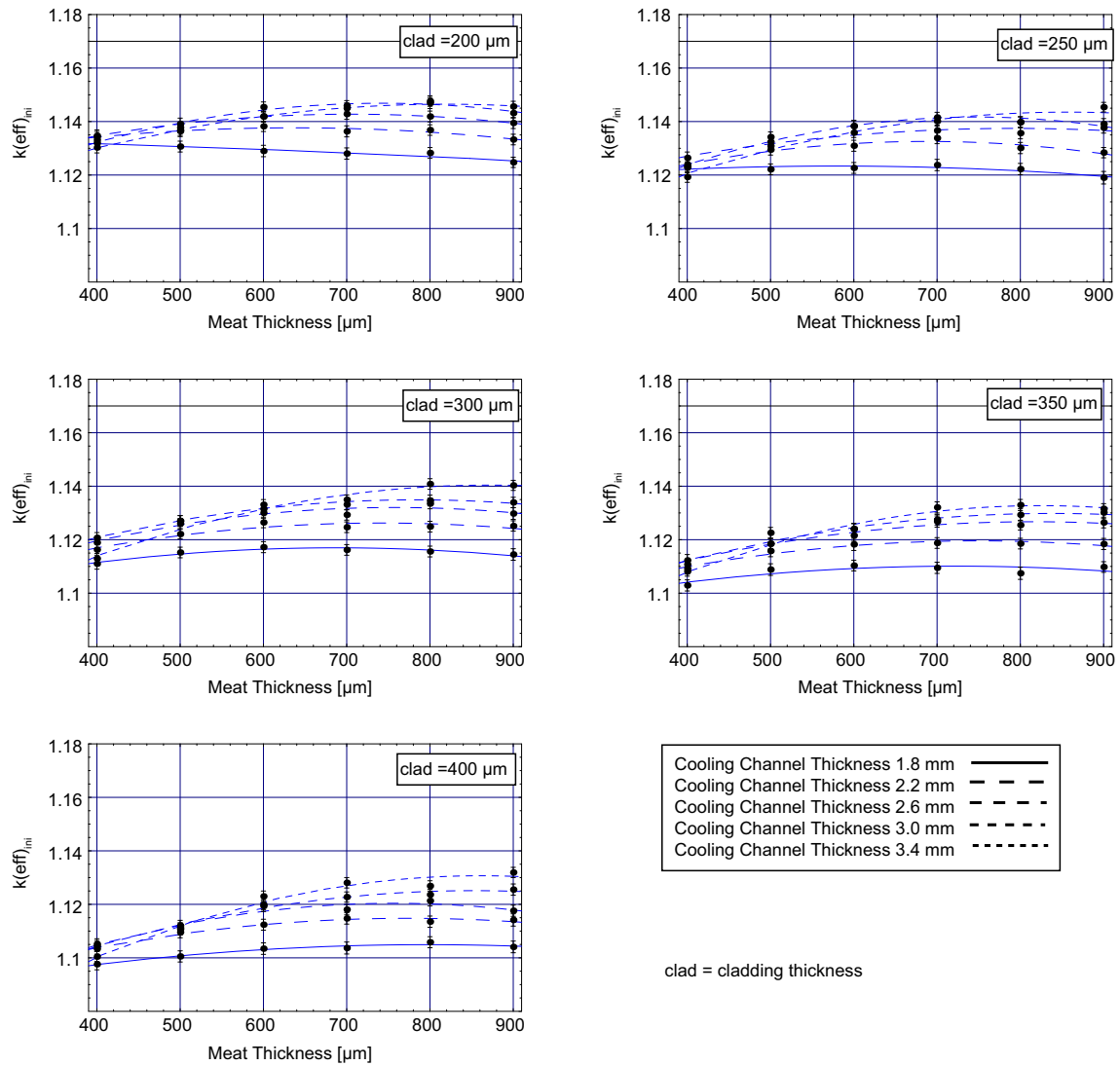


Abbildung 4.20.: Funktionale Abhängigkeiten der anfänglichen Reaktivität $k(\text{eff})$ von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ über Dicke der Brennstoffzone. (MCNPX, LEUparam)

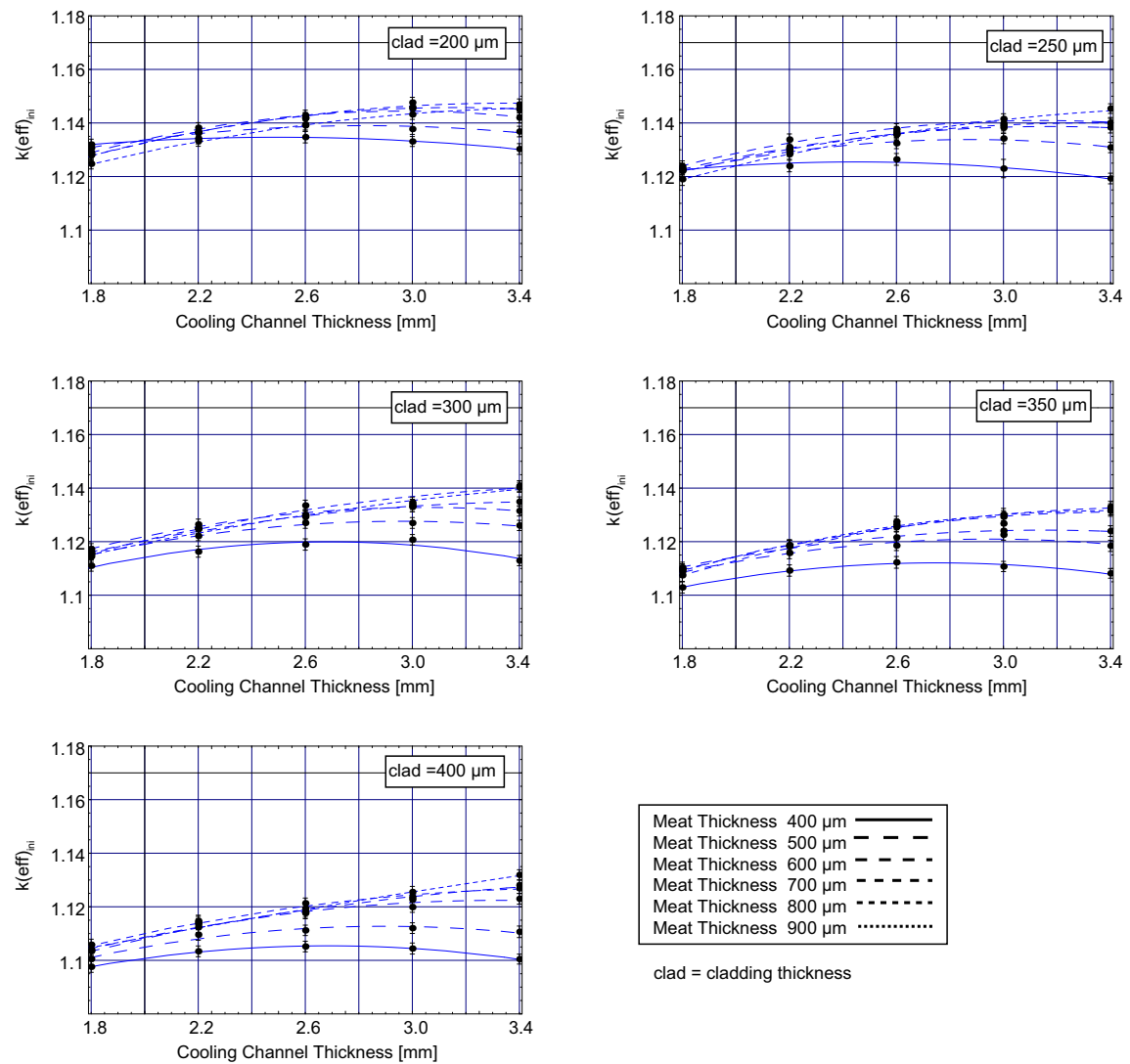


Abbildung 4.21.: Funktionale Abhängigkeiten der anfänglichen Reaktivität $k(\text{eff})$ von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ über Kühlkanalbreite. (MCNPX, LEUparam)

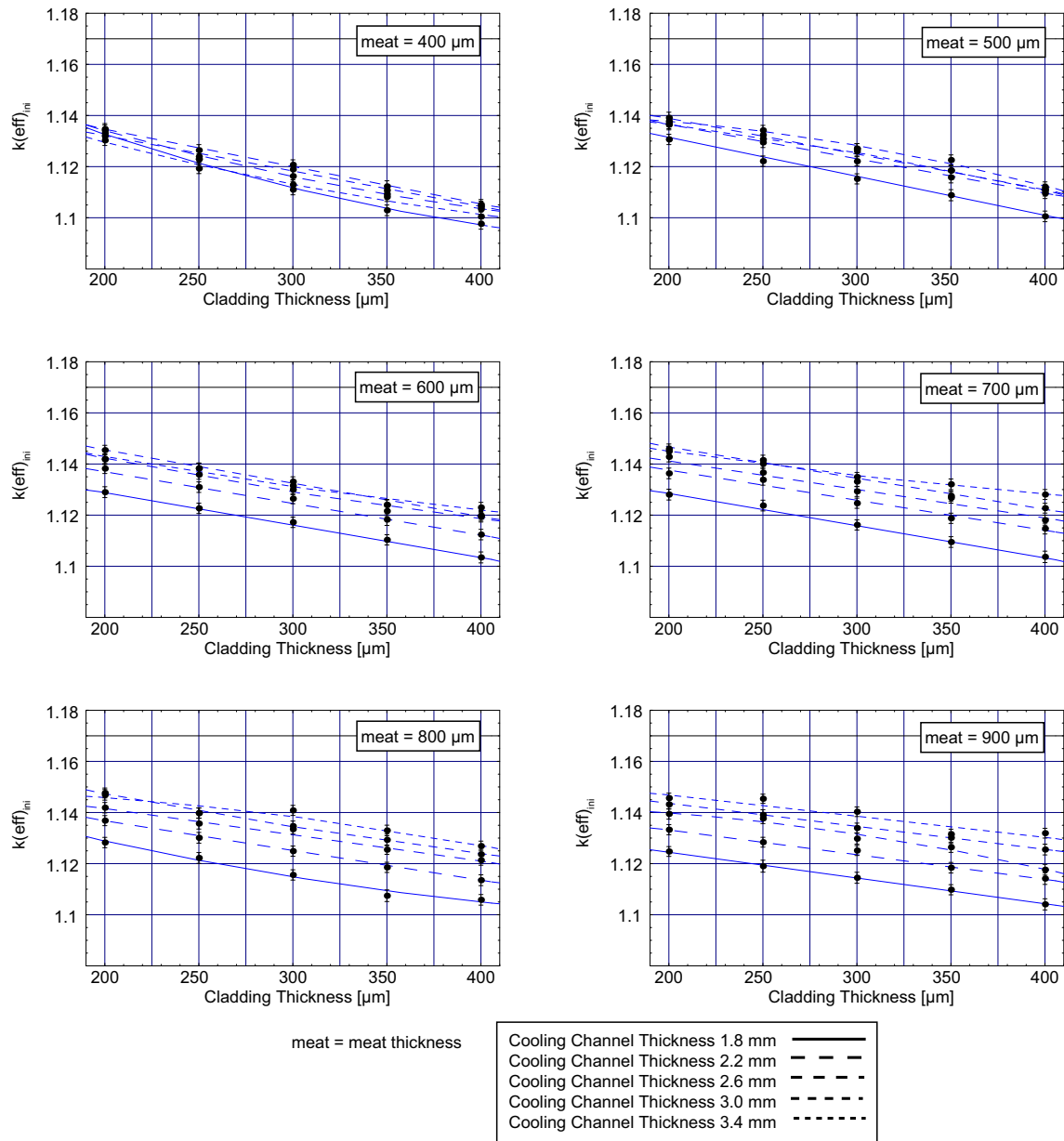


Abbildung 4.22.: Funktionale Abhängigkeiten der anfänglichen Reaktivität $k(\text{eff})$ von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ über Claddingstärke. (MCNPX, LEUparam)

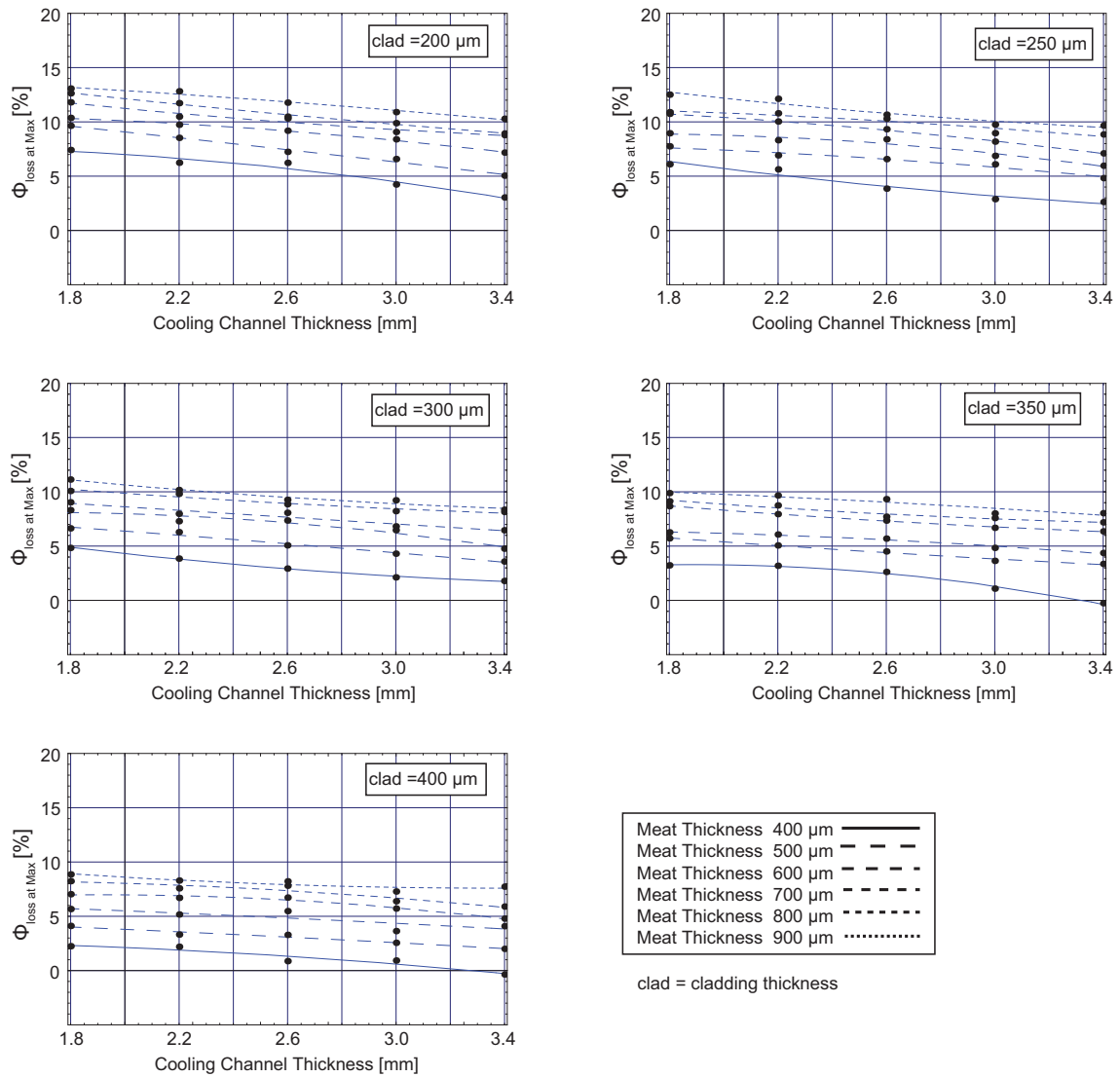


Abbildung 4.23.: Funktionale Abhängigkeiten des th. Flussverluste im Maximum von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: Flussverlust über der Breite des Kühlkanals. (MCNPX, LEUparam)

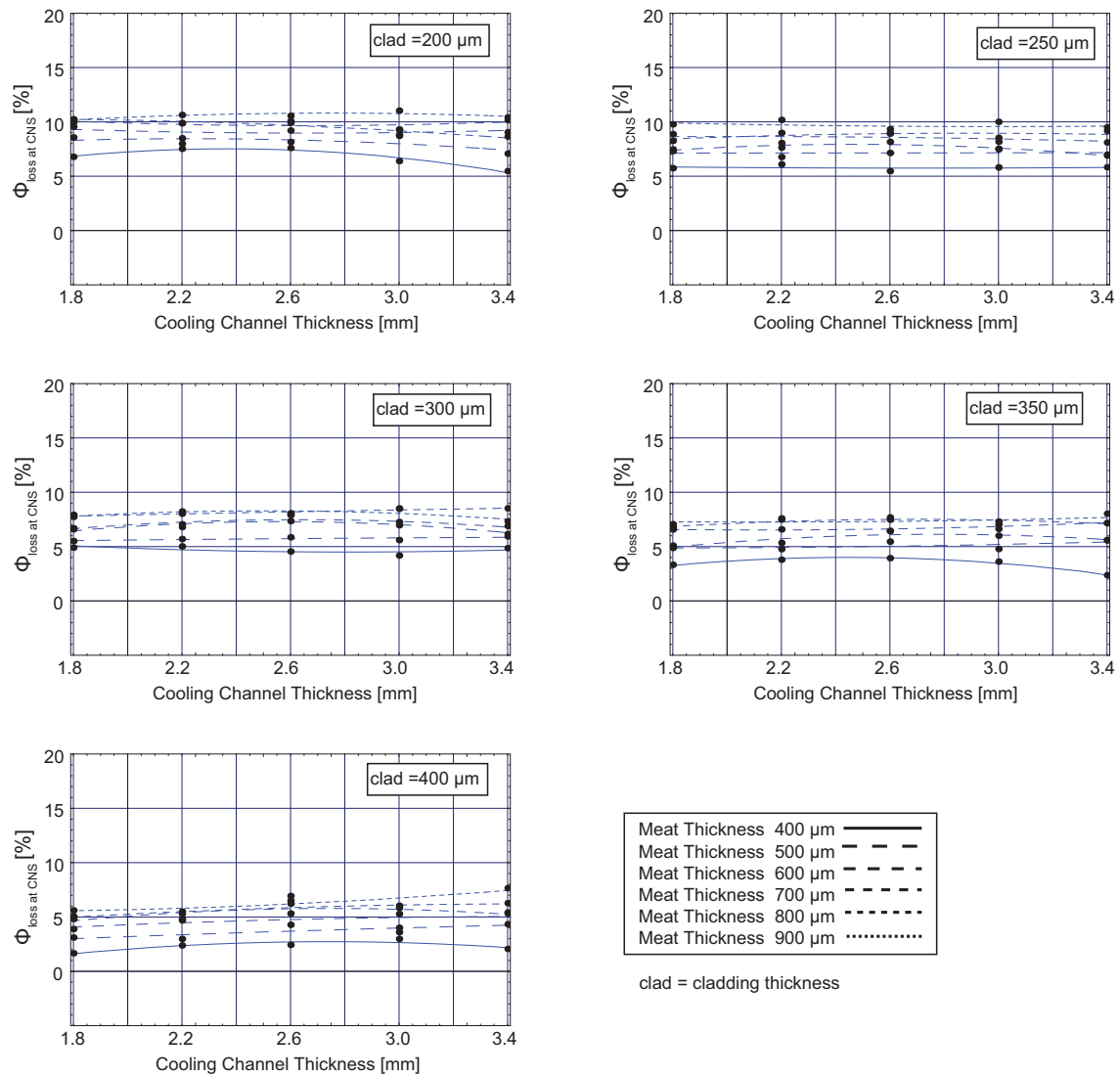


Abbildung 4.24.: Funktionale Abhängigkeiten des th. Flussverluste an der Stelle der kalten Quelle von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: Flussverlust über der Breite des Kühlkanals. (MCNPX, LEUparam)

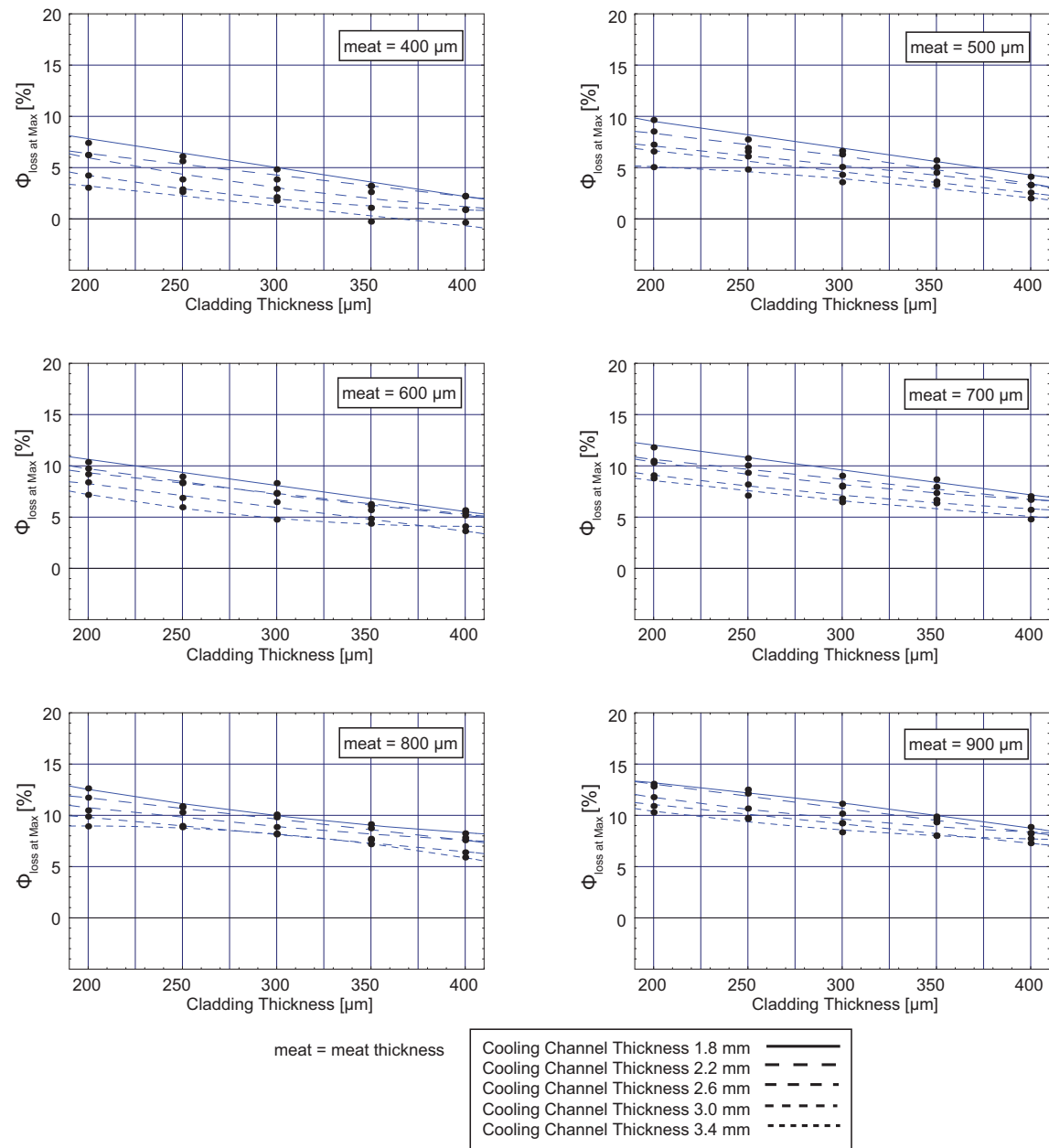


Abbildung 4.25.: Funktionale Abhängigkeiten des th. Flussverluste im Maximum von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: Flussverlust über Claddingstärke. (MCNPX, LEUparam)

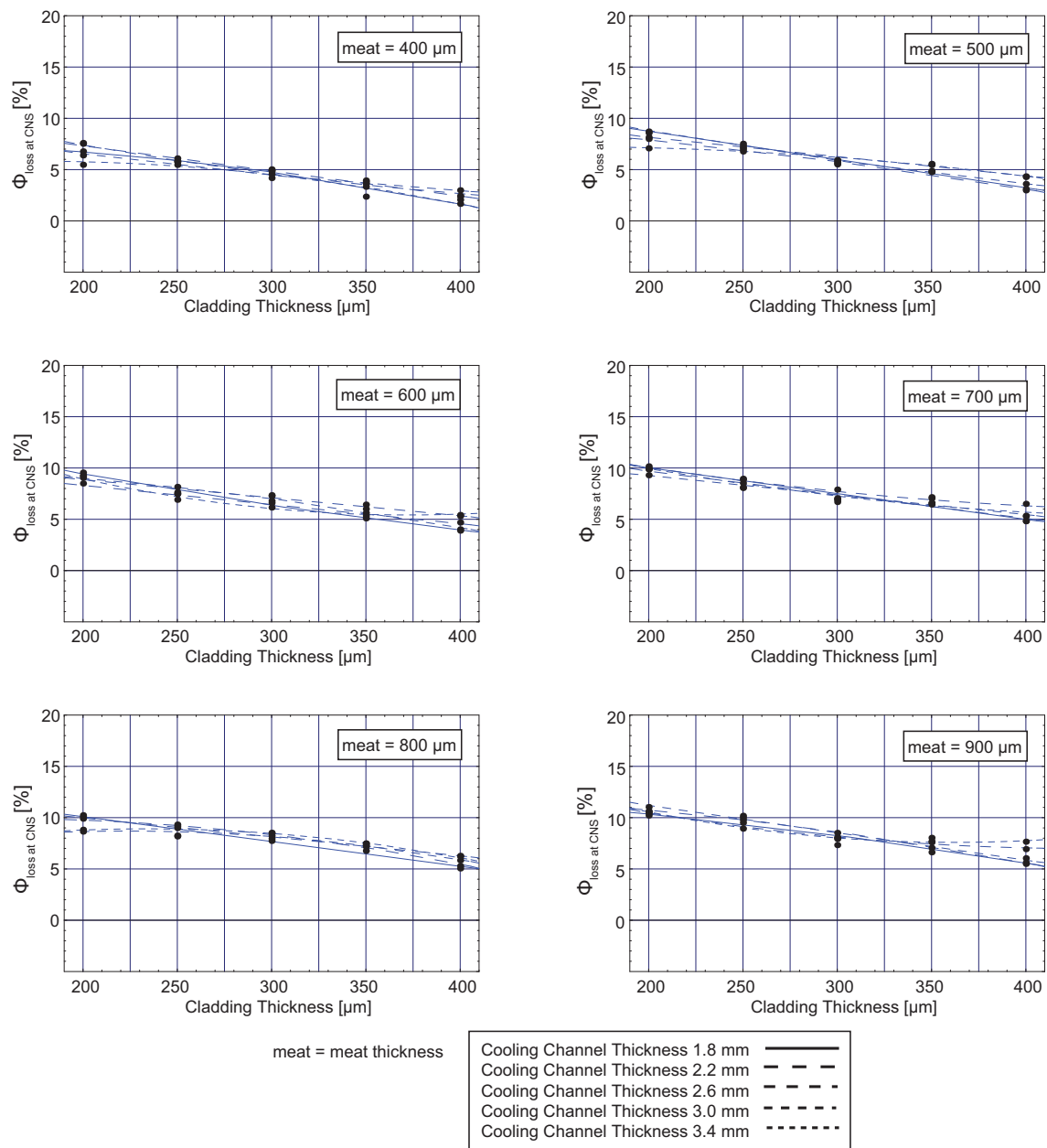


Abbildung 4.26.: Funktionale Abhängigkeiten des th. Flussverluste an der Stelle der kalten Quelle von der Stärke der Brennstoffzone, des Claddings und der Breite des Kühlkanals. Darstellungsweise: Flussverlust über Claddingstärke. (MCNPX, LEUparam)

4.6. Auswirkung von Zykluszeitveränderungen auf die Gesamtperformance

Abb. 4.27 zeigt schematisch den Verlust an anfänglicher Reaktivität über den Abbrand mit dem anfänglichen Xenon-Verlust Δk_{Xe} und den angenähert linearen Abbau an Reaktivität mit einer Verlustrate α von

$$\alpha \approx \frac{\Delta k_{loss}}{T_{cycle}} \quad (4.2)$$

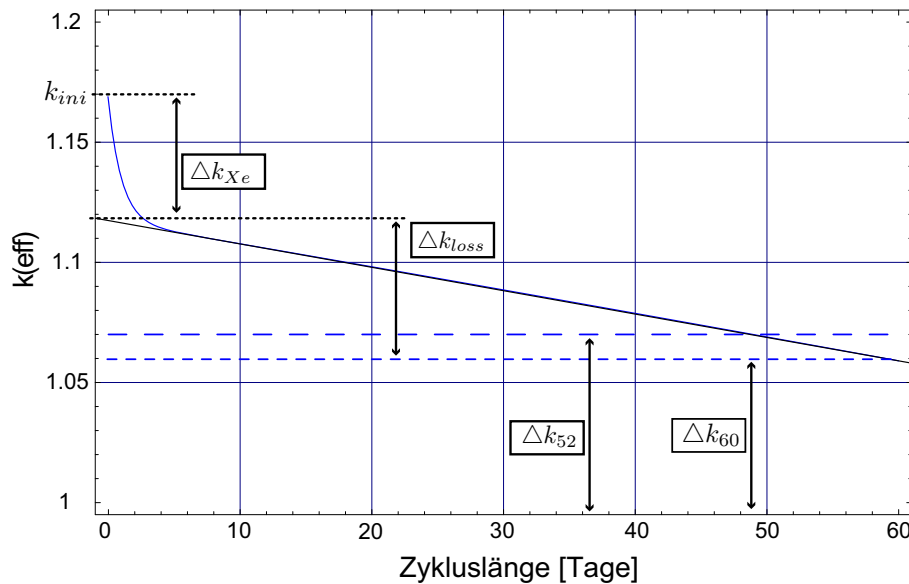


Abbildung 4.27.: Typischer Reaktivitätsverlauf. Dargestellt sind die EOL Kriterien Δ_{52} , Δ_{60} , der anfängliche Xenon-Verlust Δk_{Xe} und der annähernd lineare Verlust Δk_{loss} an Reaktivität über dem Abbrand. Der Abbildung liegt die Abbrandrechnung für LEU 1 zugrunde (Kap. 4.7 und Abb. 4.29).

Der Performanceverlust durch Verkürzung der Zykluslänge kann folgendermassen quantifiziert werden: Den ursprünglichen Betreiberangaben nach war eine Zykluslänge von 52 Tagen mit 5 eingesetzten Brennelementen pro Jahr vorgesehen. Dies ergibt dann eine Wartungsphase $T_M = 21$ Tagen zwischen den einzelnen Zyklen. Um die Performance einer anderen Zykluslänge T_c mit dem HEU Design vergleichen zu können, wird davon ausgegangen, dass die Wartungszeit unabhängig von der Zykluszeit konstant bleibt. Die verfügbare Reaktorbetriebszeit T_{av} (Strahlzeit am Experiment) pro Jahr errechnet sich dann zu

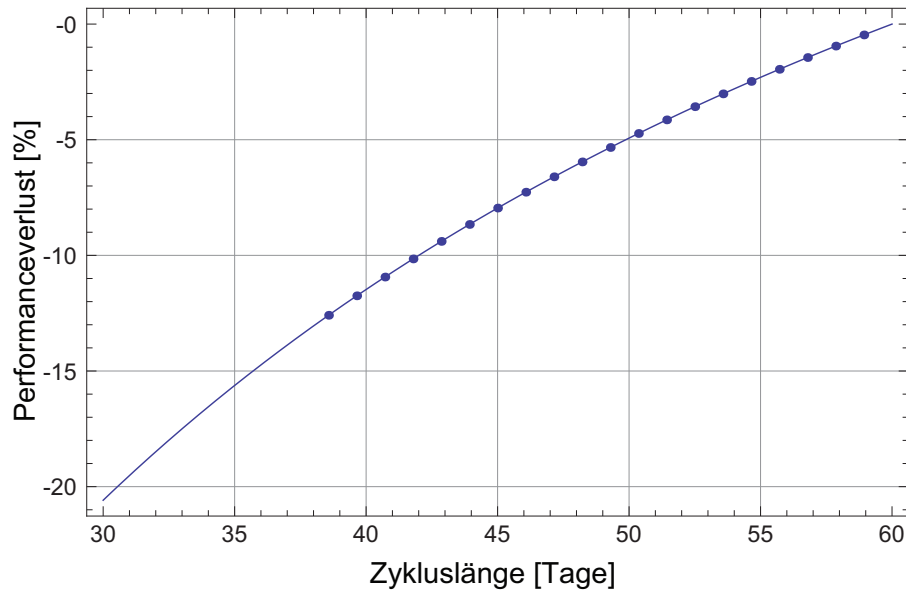


Abbildung 4.28.: Performanceverlust im Reaktor durch Verkürzung der Zykluslänge nach Gl. 4.3. Die Punkte entsprechen bei einer konstanten Verlustrate $\alpha = 9.3 \cdot 10^{-3}$ pro Tag dem Performanceverlust durch Verringerung der anfänglicher Reaktivität um je $\Delta k_{eff_{ini}} = 0.001$. (vgl. Kap. 4.7 und Abb. 4.29)

$$T_{av} = 365 d \cdot \frac{T_c}{T_M + T_c}.$$

Der prozentuale Performanceverlust P_{loss} zwischen einer modifizierten Reaktorbetriebszeit T_{av}^{Mod} und der ursprünglichen T_{av}^{HEU} ist¹⁰⁰

$$P_{loss} = \frac{T_{av}^{Mod}}{T_{av}^{HEU}} - 1 = \frac{T_M + T_c^{HEU}}{T_M + T_c^{Mod}} \cdot \frac{T_c^{Mod}}{T_c^{HEU}} - 1 \quad (4.3)$$

unter der Annahme gleich bleibender Wartungszeiten

$$T_M^{Mod} = T_M^{HEU}. \quad (4.4)$$

Für eine Verkürzung bzw. eine Verlängerung der Zyklusdauer um einen Tag ergibt sich dann ein Verlust bzw. Gewinn von etwa einem halben Prozentpunkt pro Tag in der Gesamtperformance. Bei einem direkten Vergleich der Zykluslängen ohne die

¹⁰⁰In dieser Definition wird allerdings nicht der reine Gewinn für Langzeitexperimente berücksichtigt, die nicht durch zyklischen Betrieb ausgeführt werden können, der noch mit einem geeigneten Gewichtungsfaktor hinzugerechnet werden müsste.

Beachtung der Wartungsperiode entspräche ein Tag Zykluszeitveränderung in etwa 2% Gesamtperformance.¹⁰¹

In Abb. 4.28 sind die Auswirkungen auf die Performance durch Verringerung der anfänglichen Reaktivität dargestellt. Sinkt $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ um nur 0.001 ab, bedeutet dies eine Zyklusdauerverkürzung von etwas mehr als einem Tag, bei einer Verlustrate von $\alpha = 0.0093$.¹⁰² Für die Performance des Reaktors ist dies wie schon erwähnt gleichbedeutend mit einem Verlust von etwa einem halben Prozentpunkt. Eine Senkung der Reaktivität um $\Delta k = 0.01$ am Zyklusende und dadurch annähernd auch $k(\text{eff})_{\text{ini}}$,¹⁰³ hat demnach in etwa einen Performanceverlust von 5% zufolge und muss gegenüber einem möglichen Flussverlust abgewägt werden.

¹⁰¹In dieser Berechnung der Gesamtperformance wurden ökonomische Kriterien (Kap. 4.2) nicht berücksichtigt.

¹⁰² $\alpha = 0.0093$ wurde aus dem Abbrand von LEU 1 gewonnen (vgl. Kap. 4.7).

¹⁰³Die Berechnung von $k(\text{eff})$ ist selbst mit einem statistischen Fehler größer als 0.001 behaftet. Die anfängliche Reaktivität gibt lediglich einen Anhaltspunkt im relativen Vergleich einer Parameterstudie bezüglich einer möglichen Zykluszeitveränderung. Letztlich ist die Verlustrate α entscheidend für die Zykluslänge. Der Reaktivitätsverlauf kann in einigen Fällen (z.B. Addition von brennbaren Neutronengiften) auch nichtlinearen Charakter haben, womit die Grundannahme Gl. 4.2 nicht mehr anwendbar wäre. Für die hier diskutierten Fälle ist die Linearitätsannahme jedoch sehr gut erfüllt.

4.7. Zwei LEU-Varianten

Basierend auf der Parameterstudie wurde eine zunächst nur auf die anfängliche Reaktivität optimierte denkbare LEU-Varianten (LEU 1) ausgewählt. Die Modifikation LEU 1 verwendet ein ungewöhnlich dünnes Cladding ($200\ \mu\text{m}$), das in dieser Form zuvor noch nicht erprobt worden ist. Diese Modifikation wurde dennoch als Vorschlag ausgewählt, um das maximale Potential aufzuzeigen, das durch Minimierung des Cladding zu erreichen wäre. Ein Cladding von $250\ \mu\text{m}$ wird derzeit auch in anderen Hochflußreaktoren, wie dem Hochflußreaktor am Oak Ridge National Laboratory (HFIR) eingesetzt. Falls also ein Cladding von $200\ \mu\text{m}$ für monolithischen Brennstoff nicht erreichbar sein sollte, kann dies, wie in der zweiten Option LEU 2 ersichtlich, auch durch eine zusätzliche Verlängerung des Brennelements kompensiert werden. Die aktive Höhe des Brennelements dieser Modifikation ist mit 84 cm noch länger als in LEU 1 und der früher diskutierten Modifikation Mod. 3.¹⁰⁴

	LEU 1		LEU 2	
Thermische Leistung:	20 MW	22 MW	20 MW	22 MW
Aktive Höhe:	80 cm		84 cm	
Dicke der Brennstoffzone:	0.80 mm		0.80 mm	
Stärke des Claddings:	0.20 mm		0.25 mm	
Breite des Kühlkanals:	3.00 mm		3.00 mm	
Erford. Anreicherung:	20%		20%	
Relativer Fluss im Maximum:	-15.4%	-7.0%	-16.2%	-7.9%
Relativer Fluss bei KQ:	-13.7%	-5.1%	-14.7 %	-6.2%

Tabelle 4.10.: Zwei aus der Untersuchung des funktionalen Zusammenhangs zwischen Designvariablen und anfänglicher Reaktivität hervorgegangene denkbare LEU-Modifikationen. Flussverluste sind bezogen auf das HEU-Design. (HEUref, LEUparam)

Die Minderung des Neutronenflusses für die beiden LEU-Modifikationen mit einer Reaktorleistung von 20 MW ist auf den ersten Blick nicht zufriedenstellend. Die Flussverluste beruhen zum Teil auf der Verminderung der Leistungsdichte im Kern, aufgrund der Verlängerung der aktiven Höhe. Diese Flussverluste durch Leistungsdichteeinbußen können teilweise durch eine Erhöhung der Reaktorleistung kompensiert werden. Mit einer marginalen Steigerung der Reaktorleistung um 10% von 20 auf 22 MW lassen sich somit die Flussverluste im Maximum auf marginale 7-8% und an der Position der kalten Quelle auf 5-6% reduzieren. Dies wäre zufriedenstellend.

¹⁰⁴Auch hier müssten zur genauen Bestimmung der Realisierbarkeit der Verlängerung des Brennelements reaktorphysikalische und thermohydraulische Berechnungen und vielleicht auch Experimente durchgeführt werden, die den Einfluss dieser Änderung auf die Kühlsysteme des Reaktors untersuchen.

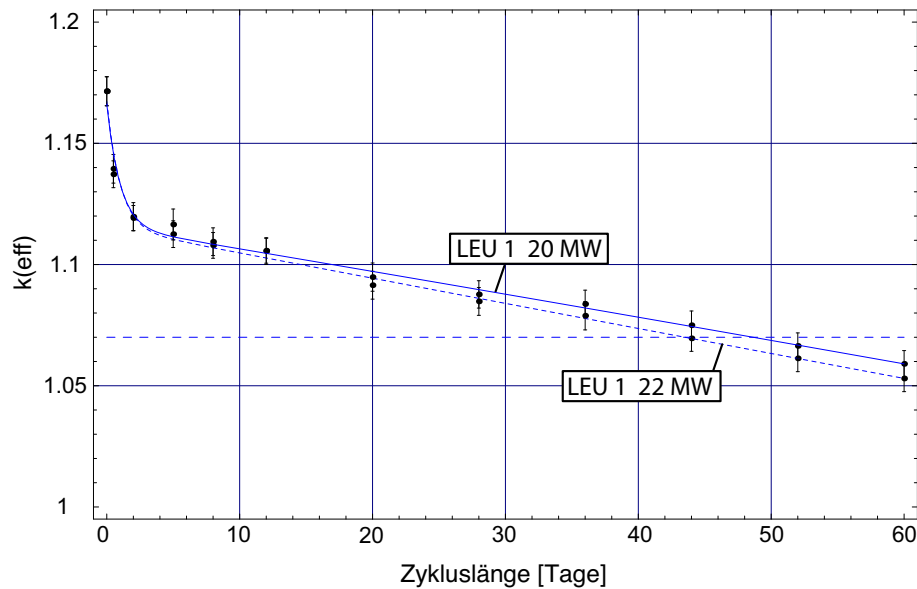


Abbildung 4.29.: Reaktivität des Reaktorkerns als Funktion der Zykluslänge für die Auslegungsmodifikation LEU 1 mit einer Anreicherung von 19.75%. LEUparam, MCODE

Nun sollen noch kurz die EOL-Kriterien aus Kap. 4.4.3 für die ausgewählten LEU-Varianten diskutiert werden. Abb. 4.27 zeigte schematisch den Verlust an anfänglicher Reaktivität über den Abbrand mit den beiden EOL Kriterien Δk_{52} und Δk_{60} . Wie Abb. 4.29 erkennbar macht, ist für LEU 1 eine Zykluslänge von knapp 49-50 Tagen erzielbar ($\Delta k_{52} = 1.07$), was die Reaktorperformance in Hinsicht auf die für Experimente zur Verfügung stehende Zeit nur geringfügig einschränken würde. LEU 1 würde damit noch einmal zusätzlich etwa 1-1.5% Gesamtperformance verlieren ($\Delta k_{52} = 1.07$).

Für das EOL Kriterium $\Delta k_{60} = 1.06$ erreicht LEU 1 die volle derzeit in HEU-Geometrie erreichte Zykluslänge. Bei einer Leistungserhöhung um marginale 10% auf 22 MW würde jedoch die verfügbare Zyklusdauer auf ca. 44-45 Tage verkürzt werden ($\Delta k_{52} = 1.07$, Abb. 4.29). Für EOL $\Delta k_{60} = 1.06$ bei 22 MW erhält das Brennelement die ursprünglich geplante Zykluslänge von 52 Tagen, würde jedoch gegenüber dem derzeitigen HEU-Brennelement zusätzlich etwa 4% Performance verlieren. Ähnliches ergibt sich für die Auslegungsvariante LEU 2 Abb. 4.30.

4.7.1. Optimierung des Leistungsprofils

Bisher war die Optimierung der Anfangsreaktivität unter Beachtung des Flusses im Blickpunkt, um die Zykluslänge möglichst zu erhalten. Das vollständige Optimierungsproblem umfasst jedoch auch die Beachtung sicherheitstechnischer Parameter wie die

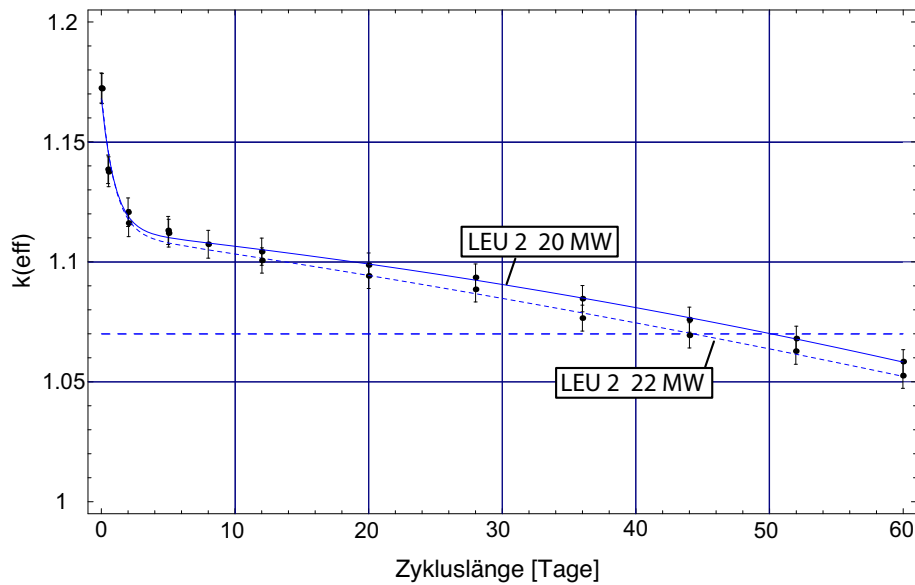


Abbildung 4.30.: Reaktivität des Reaktorkerns als Funktion der Zykluslänge für die Auslegungsmodifikation LEU 1 mit einer Anreicherung von 19.75%. (LEUparam, MCODE)

vor allem am Plattenrand freigesetzte maximale Leistung. Zusätzlich zu den bisherigen Variationen kann daher auch die funktionale Abhängigkeit der Reaktivität, des Flusses und der maximalen Leistungsspitzen von der Position des Dichtesprungs der effektiven Urandichte untersucht werden.¹⁰⁵ Abb. 4.31 zeigt beispielhaft die Auswirkungen bei radialer Verschiebung des Dichtesprungs. Eine Verschiebung des Dichtesprung erhöht die anfängliche Reaktivität um bis zu $\Delta k(\text{eff})_{\text{ini}} = 0.014$. Dies entspricht in etwa einer Anhebung der Zykluslänge und damit der Gesamtperformance um ca. 7%. Gleichzeitig wird durch den gestiegenen parasitären Neutroneneinfang von U-238 der Flussverlust leicht um ca. 2.5% angehoben. Netto verbleibt also sogar ein Flussgewinn. Durch die Verschiebung des Dichtesprungs wird auch der Power-Peaking Faktor unter eine akzeptable Schwelle¹⁰⁶ von 2 auf ca. 1.8 gedrückt.

Diese ersten Versuche zeigen die prinzipiellen Möglichkeiten für eine Optimierung. Der Ansatz ist verbesserungsfähig, da nach wie vor mit einem künstlichen Dichte-

¹⁰⁵Mittlerweile ist die Entwicklung von monolithischen Folien mit einem Stärkeprofil soweit vorangeschritten, dass eine Fertigung möglich erscheint (siehe Kap. 4.1.3). Durch geeignete Formung der Brennstoffolie können dann Leistungsspitzen unterdrückt werden. Das Vorgehen hier demonstriert daher nur in einem sehr einfachen Fall (Dichtesprung) die Möglichkeiten das Leistungsprofil, den Fluss und die Anfangsreaktivität durch ein Stärkeprofil zu beeinflussen. Entsprechende Input-Decks zur Berechnung des Leistungsprofils für verschiedene Brennstofffolienprofile wurden für eine erste Voruntersuchung generiert und warten auf freie Computerzeit zur Berechnung. Weitere können dann leicht durch die automatisierten Routinen prozessiert werden, sobald erste Ergebnisse der Voruntersuchung vorliegen.

¹⁰⁶Siehe hierzu [Glaser, 2005a].

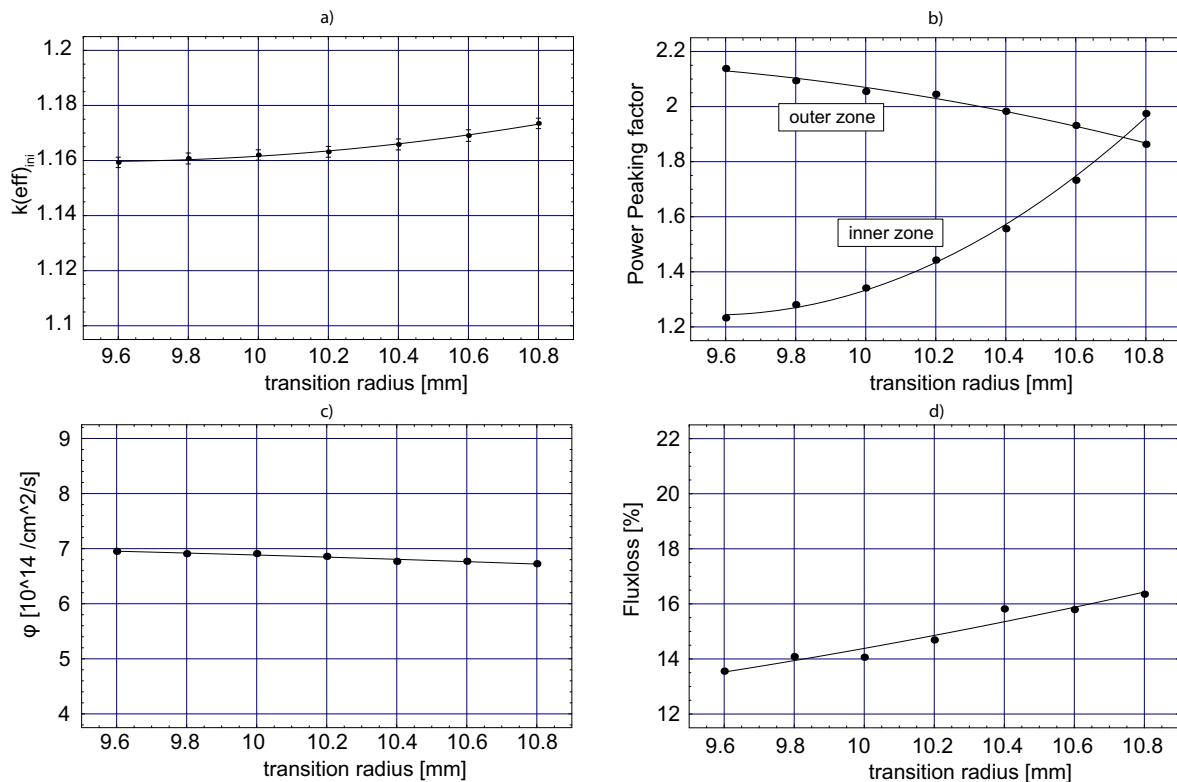


Abbildung 4.31.: Variation der Position des Dichtesprungs für die Auslegungsmodifikation LEU 1 mit einer Anreicherung von 19.75%. a) Anfängliche Reaktivität $k(\text{eff})_{\text{ini}}$ des Reaktorkerns. b) Leistungsspitze (Power Peaking) der inneren und äußeren Brennstoffzone. c) Fluss im Maximum. d) Flussverlust im Vergleich zum HEU-Design (HEUref). (MCNPX, LEUparam)

sprung gearbeitet wird, der in monolithischem Brennstoff so realisierbar ist. In realistischen Brennstoffplatten wird entweder die Anreicherung in den peripheren Zonen der Brennstoffplatte erniedrigt oder es werden wie im HFIR-Reaktor in Oak Ridge, brennbare Neutronengifte eingesetzt, um die Leistungsspitzen zu unterdrücken, oder die Brennstofffolie erhält ein Stärkeprofil. Eine Kombination der Methoden ist ebenfalls möglich. Für eine tatsächliche Optimierung wären genauere Spezifikationen des qualifizierten monolithischen Brennstoff hilfreich (Mo-Gehalt, typische Abmessungen für die Brennstofffolien etc.).

4.7.2. Ergebnis für die Untersuchung von LEU1 und LEU2

Mit der Untersuchung der Varianten LEU 1 und LEU 2 wurde gezeigt, dass im Prinzip durch Einsatz von LEU Brennstoff die drei Optimierungsziele Leistung (Sicherheitspa-

parameter), Fluss und anfängliche Reaktivität (wissenschaftliche Nutzbarkeit) unter der Randbedingung einer optimalen Proliferationsresistenz erreicht werden kann. Tabelle 4.11 fasst noch einmal die Kenndaten der Optionen LEU 1 und LEU 2 zusammen und stellt sie der derzeit genutzten HEU-Geometrie gegenüber. Erwähnt werden soll noch, dass durch eine Verkürzung der Zykluslänge innerhalb der Betriebszeit des Reaktors sich die laufenden Kosten erhöhen würden, da mehr Brennelemente innerhalb der Gesamtbetriebszeit genutzt werden müssten. Dies ist jedoch aufzuwägen gegenüber den vermutlich geringeren Kosten des LEU-Brennstoffs im Vergleich zu HEU-Brennstoff.

	HEU	LEU 1		LEU 2	
Thermische Leistung:	20 MW	20 MW	22 MW	20 MW	22 MW
Aktive Höhe:	70 cm	80 cm		84 cm	
Dicke der Brennstoffzone:	0.60 mm	0.80 mm		0.80 mm	
Stärke des Claddings:	0.38 mm	0.20 mm		0.25 mm	
Breite des Kühlkanals:	2.2 mm	3.00 mm		3.00 mm	
Erford. Anreicherung:	93 %	20%		20%	
Wärme flu ß	182 W/cm ²	188 W/cm ²	207 W/cm ²	183 W/cm ²	202 W/cm ²
Relativer Fluss im Maximum:	ref.	−15.4%	−7.0%	−16.2%	−7.9%
Relativer Fluss bei KQ:	ref.	−13.7%	−5.1%	−14.7 %	−6.2%
Zykluslänge Δk_{52}	52	49	44	50	45
Zykluslänge Δk_{60}	60	60	52	60	52
Verlust Δk_{60}	ref.	0	−4%	0	−4%

Tabelle 4.11.: Zwei aus der Untersuchung des funktionalen Zusammenhangs zwischen Designvariablen und anfänglicher Reaktivität hervorgegangene denkbare LEU-Modifikationen. Flussverluste sind bezogen auf das mit M³O berechnete HEU-Design.

4.8. Detailuntersuchungen zu LEU 1

Im Folgenden wird die Variante LEU 1 noch einmal detaillierter untersucht, indem das neue Reaktormodell mit Moderator-tankinstallationen (vgl. Kap 4.3.3) und die Mathematica Regelstabskontrollroutine (vgl. Kap. 4.4.5) eingesetzt werden.¹⁰⁷

4.8.1. Einfluss der Moderator-tankeinbauten auf die Zykluslänge

In den bisherigen Berechnungen wurden nur die ungestörten Reaktormodelle (HEUref, LEUparam) genutzt, um eine möglichst große Zahl an verschiedenen Reaktorgeometrien zu untersuchen.¹⁰⁸ Für die Untersuchung der zwei LEU Varianten LEU 1 und LEU 2, sowie für den HEU Fall, wird nun der Einfluss der Reaktoreinbauten bestimmt. Bei den Berechnungen wurden auch die Entstehung von Lithium im Berylliumreflektor des Regelstabes und der Abbrand des Borings berücksichtigt.

In Abb. 4.32 ist zunächst die Auswirkung der Moderator-tankeinbauten auf den Reaktivitätsverlauf während des Abbrandes im HEU Modell dargestellt. Deutlich ist der Einfluss der Reaktoreinbauten auf die Reaktivität zu erkennen. Die Reaktivitätsbindung beläuft sich auf etwa $\Delta k = 0.05$, so dass die EOL Bedingung $\Delta k_{52\text{HEUref}} = 0.07$ für die Berechnungen mit Reaktoreinbauten nun ca. $\Delta k_{52\text{HEUrefCNS}} = 0.02$ bzw. $\Delta k_{60\text{HEUrefCNS}} = 0.01$ beträgt. Die verbleibende Restreaktivität ist teilweise auf die fehlende Modellierung mehrerer Reaktoreinbauten (vgl. Kap. 4.3.3) zurückzuführen.¹⁰⁹

Bei einem Vergleich des HEU Designs mit der Option LEU 1 zeigt sich (Abb. 4.33), dass zwar die Anfangsreaktivität für LEU 1 niedriger liegt als für das HEU-Design, zum Ende des Abbrandes hin jedoch im Vergleich deutlich mehr Restreaktivität im Kern verbleibt. Dies würde eine längere Zyklusdauer erlauben und die Gesamtperformance deutlich anheben. Die Reaktivitätsrate nach Gl. 4.2 beträgt in diesem Fall für LEU1 $\alpha = 8.97 \cdot 10^{-3}$ pro Tag (LEU1CNS). Eine Steigerung der Restreaktivität nach 60 Tagen um 0.01 würde daher eine um 18% längere Zykluszeit von etwa 71 Tagen

¹⁰⁷Die im folgenden Kapitel präsentierten Ergebnisse beruhen auf den ersten erfolgreich durchgeführten Berechnungen mit den neuen Programmen. Weitere Berechnungen werden derzeit durchgeführt und Verbesserungen an der Programmierung vorgenommen. So konnten bis zum Abschluss der Arbeit die Berechnungen von LEU 2 noch nicht durchgeführt werden. Siehe auch Fußnote 82 und 110.

¹⁰⁸Die benötigte CPU Zeit durch Berücksichtigung der Moderator-tankeinbauten ist in etwa 15-20 mal höher als im ungestörten Reaktormodell. Die im Folgenden vorgestellten Berechnungen konnten daher erst durch die Neukompilierung von MCNPX für Parallelanwendung und durch den Aufbau eines kleinen CPU-Clusters ermöglicht werden.

¹⁰⁹In [Gaubatz, 1999] wird eine Restreaktivität von $\Delta k_{52} = 1.01$ für die Rechnung mit allen Einbauten angegeben.

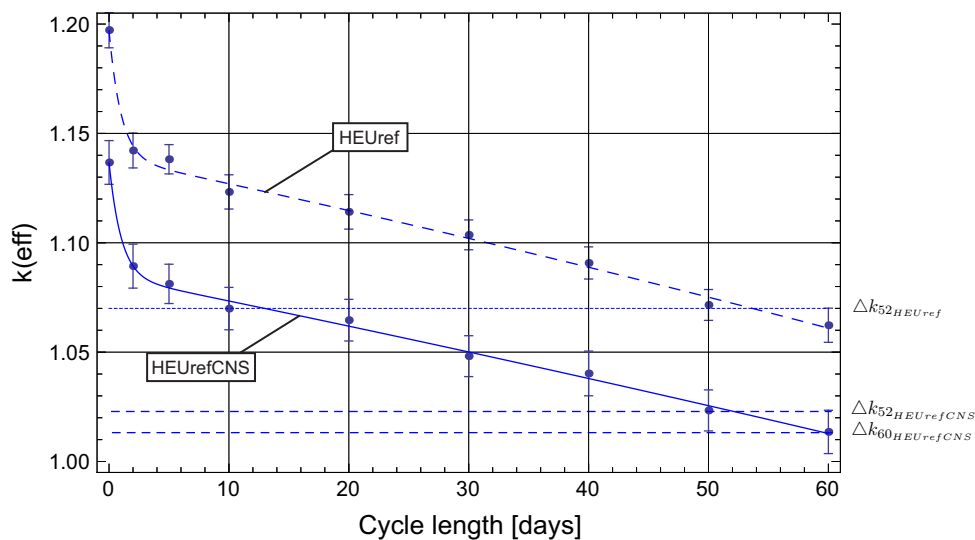


Abbildung 4.32.: Reaktivitätsverlauf während des Abbrandes für das ungestörte Reaktormodell (HEUref) und unter Berücksichtigung der Reaktoreinbauten (HEUrefCNS). (MCNPX, CINDER90)

ermöglichen und damit einen Gesamtperformancegewinn von zusätzlich 4% nach Gl. 4.3.

4.8.2. Einfluss der Moderatortankeinbauten auf den Fluss

Das im ungestörten Fall axialsymmetrische Flussprofil im Moderatortank wird bei Berechnungen unter Berücksichtigung der Moderatortankeinbauten verzerrt.¹¹⁰ In Abb. 4.34 wird das Flussprofil im Moderatortank gezeigt. Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 4.35 nochmals beispielhaft einige Konturlinien. In der dargestellten Kernmittelebene werden durch die Anwesenheit der kalten Quelle die Zonen höchsten Flusses auf Winkel zwischen 270° bis 280° beschränkt. Um die gezeigten Einbauten herum wird der Fluss

¹¹⁰Bei der Erstellung der Flussgitter kam es zu größeren Schwierigkeiten mit MCNPX, die noch nicht abschließend gelöst werden konnten und zeitaufwändige Kontrollrechnungen nötig machten. Bei bestimmten Input-Decks bricht das Multiprocessing von MCNPX zusammen und der Code rechnet nur noch auf einem Prozessorkern weiter. Dies passiert reproduzierbar in verschiedenen Versionen von MCNPX (2.6.c und 2.7.a). Ein Grund dafür konnte bisher nicht festgestellt werden, das Problem scheint jedoch mit der Anzahl der Gitterpunkte und damit mit der Problemgröße verknüpft zu sein. Durch Implementierung der SSW Karte (Surface Source Write) in einer Kritikalitätsrechnung, die sämtliche Spaltereignisse aufzeichnet, und der SSR Karte (Surface Source Read) in eine nachfolgenden Flussgitterrechnung, die das SSW File ausliest, konnte das Problem für Problemgrößen mit weniger als eine Millionen Startteilchen teilweise umgangen werden. Ab dieser Größe und für Abbrandschritte mit mehr als 18 Zellen in der ACS Struktur tritt das Problem erneut auf.

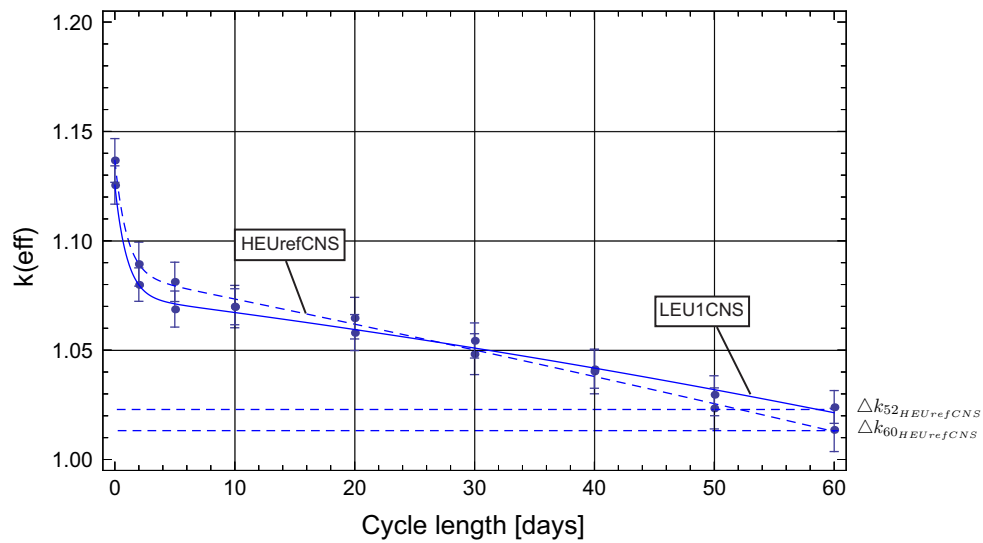


Abbildung 4.33.: Reaktivitätsverlauf unter Berücksichtigung aller Moderatortankinstallationen während des Abbrandes für das HEU-Design (HEUrefCNS) und für LEU 1 (LEU1CNS). (Abbrand mit CINDER90)

durch deren Anwesenheit reduziert. In der kalten Quelle selbst treten die Zonen hohen Flusses im Deuteriumbehälter in Kernnähe auf und fallen deutlich innerhalb der CNS mit zunehmendem Kernabstand. Der Einfluss von Strahlrohren ist ebenfalls deutlich erkennbar, innerhalb eines Strahlrohres verlaufen die Konturlinien fast orthogonal zur Strahlrohrachse, da aufgrund der fehlenden Wechselwirkung innerhalb der evakuierten Strahlrohre der Gradient des Flussverlaufs verändert wird.

Abb. 4.36 zeigt den Flussverlauf auf einer Schnittebene zwischen Kernmitte und dem Zentrum der kalten Quelle für eine Regelstabposition zu Beginn des Abbrandes für das HEU-Referenzmodell. Die Zonen mit dem höchsten Fluss in diesem Schnitt finden sich zwischen Brennelement und CNS-Wand unterhalb der Regelstabmitte. Obwohl sich die Zone des höchsten Flusses im Laufe des Abbrands durch Ziehen des Regelstabes nach oben bewegen wird, sind die Konturflächen innerhalb der kalten Quelle nicht stark abhängig von der Position des Regelstabes. Ihr vertikaler Verlauf ist relativ gleichförmig.

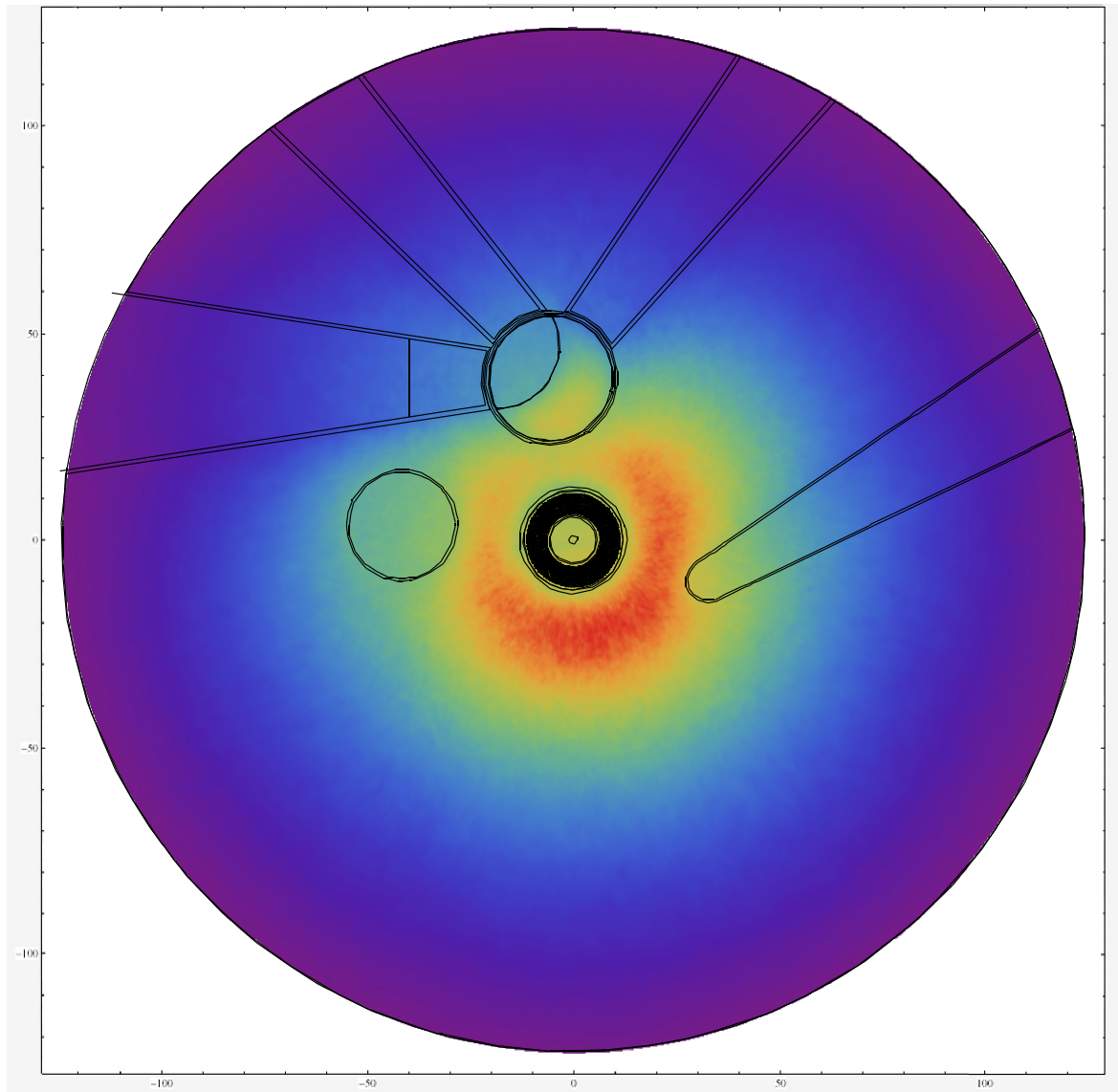


Abbildung 4.34.: Darstellung des thermischen Flusses im Moderatortank in der Kernmittelebene ($z=0$) für das HEU-Referenzmodell. Zonen hohen Flusses sind rot dargestellt, Zonen geringen Flusses blau-violett. Gezeigt werden auch das Brennelement, die kalte Quelle, die Strahlrohre BT-1, BT-2, BT-4, BT-5 und die heiße Quelle (vgl. Abb. 4.5). Angaben in [cm]

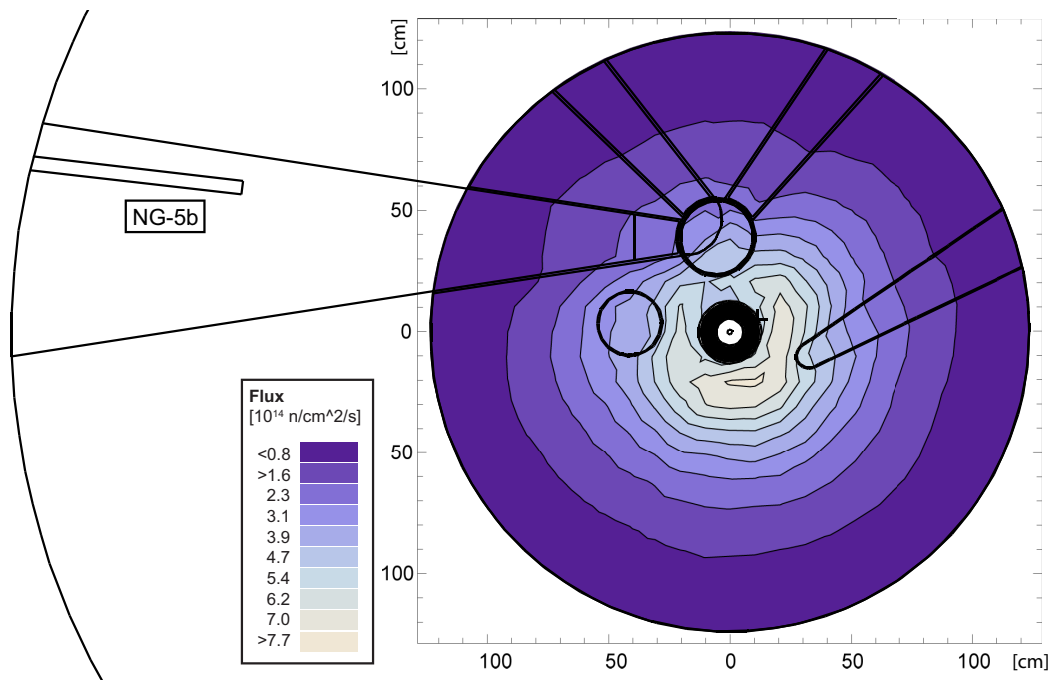


Abbildung 4.35.: Darstellung einiger Konturlinien des thermischen Flusses im Moderatortank in der Kernmittelebene ($z=0$) für das HEU-Referenzmodell (HEUref). Gezeigt wird die Verlängerung des BT-1 bis zum Beginn des Neutronenleiters NG-5b. (CNS, HNS, BT-1, BT-2, BT-4, BT-5, vgl. Abb. 4.5).

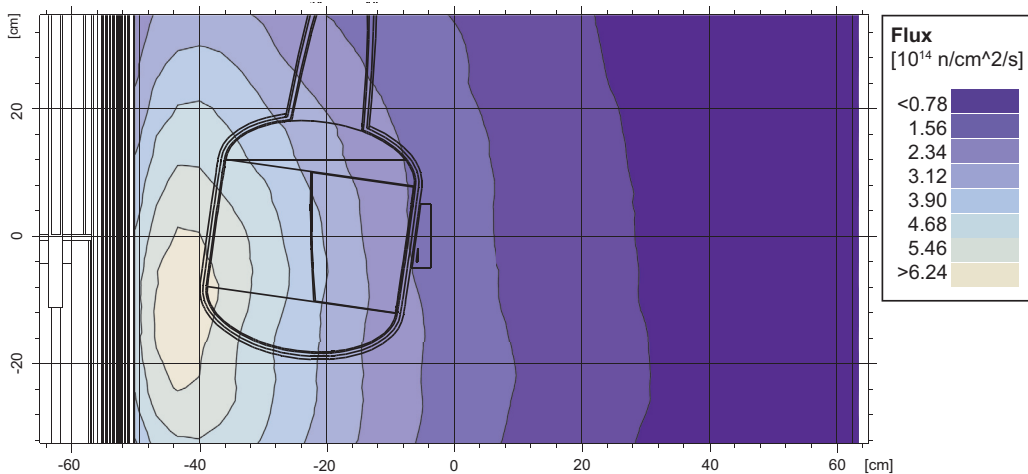


Abbildung 4.36.: Kontourlinien des thermischen Flusses auf der Achse zwischen Kernmitte und dem Zentrum der kalten Quelle bis zur Moderatortankwand für das HEU-Referenzmodell (HEUref). Links ist das Brennelement eingezeichnet mit einer Regelstabposition bei $z=-0.3$ cm unterhalb der Kernmitte. Gezeigt ist ebenfalls die kalte Quelle.

4.8.3. Einfluss der Bewegung des Regelstabes

Während des Abbrandes wird der Regelstab langsam aus dem Kern gezogen und so der Reaktor zu jedem Zeitpunkt kritisch gehalten. Durch die asymmetrische Leistungsfreisetzung im Kern (vgl. Kap. 4.4.5 und Abb. 4.11) wird entsprechend ein axialasymmetrisches zeitabhängiges Flussprofil im Moderatortank erzeugt.

Abb. 4.37 zeigt zunächst die Bewegung des Regelstabes für das HEU-Referenzmodell und für LEU 1 im Vergleich zu veröffentlichten Werten des FRM-II, die aus [Petry, 2005, Folie 13] graphisch ermittelt wurden.¹¹¹ Die Regelstabkurve für das hier verwendete HEU-Referenzmodell stimmt zu Anfang des Abbrandes relativ gut mit den Angaben der Betreiber überein. Differenzen sind letztlich auf nicht mit modellierte Reaktoreinbauten zurückzuführen, durch deren Fehlen im vorliegenden HEU-Referenzmodell weniger Reaktivität gebunden wird, die dann durch den Hafniumabsorber im Regelstab mittels einer tieferen Stellung im Brennelement wieder aufgefangen werden muss. Allerdings nimmt die Diskrepanz mit zunehmenden Abbrand deutlich zu.

Eine Erklärung ist, dass mit höherer Regelstabposition die Reaktivitätswirksamkeit deutlich abnimmt. Die Reaktivitätswirksamkeit des Regelstabs ist bei Positionen zwischen -25 cm bis etwa 15 cm einigermaßen konstant und flacht dann bei höheren Regelstabpositionen ab [Gaubatz, 1999]. Dies hat zur Folge, dass die durch die Modellierung fehlende Reaktivitätsbindung verschiedener Einbauten sich zum Ende des Abbrandes hin stärker auswirkt. Da der reale Kern im Vergleich zum HEU-Referenzmodell am Ende des Abbrandes weniger Restreaktivität besitzt, muss entsprechend auch der Regelstab aufgrund der geringeren Wirksamkeit weiter, als dies im HEU-Referenzmodell der Fall ist, ausgefahren werden, um ausreichend Reaktivität zum Halten der Kritikalität zuzuführen.

Eine zweite Erklärung könnten auch Beschränkungen sein, die aufgrund der `MaterialMix` Routine (Kap. 4.4.5) auftreten. Zu Beginn eines neuen Abbrandschritts werden die Nuklidkonzentration in neu gefundenen Domains aus den Anteilen der Domains des vorherigen Schritts zusammengesetzt, was einer effektiven Relokalisierung von Isotopenkonzentrationen entspricht (nur die Gesamtsumme bleibt erhalten). Aufgrund dieser Repositionierung könnte in den leistungsstarken Zonen durch dieses Vorgehen effektiv U-235 zugeführt werden. Dies würde entsprechend neue Reaktivität in die abgebrannten Zonen einführen. Einen kleinen Hinweis darauf zeigt auch ein Vergleich der bei völlig gezogenem Regelstab im Brennelement verbliebenen Restreaktivität nach 50 Tagen Zykluszeit für eine Abbrandrechnung mit gezogenem Regelstab (HEUrefCNS) und eine Rechnung mit Regelstabbewegung (HEUrefCR). Im direkten

¹¹¹Die Kurve gibt Simulationsrechnungen des Betreibers wieder, die jedoch im Bereich zwischen 20 und 50 Tagen Abbrand sehr gut mit den in [Petry, 2005, Folie 13] ebenfalls dargestellten Messwerten übereinstimmt.

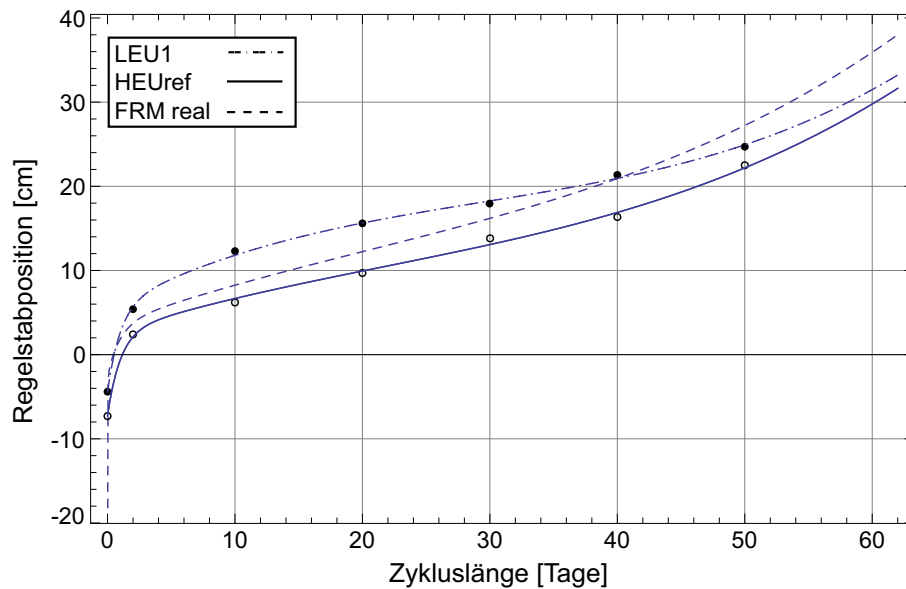


Abbildung 4.37.: Regelstabposition im Verlauf des Abbrandes für das HEU-Referenzmodell (HEUrefCR) und LEU 1 (LEUcr) sowie aus Berechnungen und Messungen aus [Petry, 2005, Folie 13].

Vergleich der Simulationen für HEUrefCR und LEU1cr befindet sich die Regelstabposition für das LEU Brennelement deutlich über der Position im HEU Referenzfall. Dadurch ist auch das Flussmaximum im Laufe des Abbrandes auf verschiedenen axialen Höhen. Ebenso zeigt der Verlauf im Bereich ab 20 Tage eine geringere Steigung als im HEU Fall.

Einen Vergleich des radialen Flussverlaufes in Kernmittelebene im Winkelausschnitt von 95-100°, der vom Kernmittelpunkt durch das Zentrum der kalten Quelle verläuft, zeigt Abb. 4.38 (Vgl. auch Abb. 4.36). Wie schon oben in der Abb. 4.36 mit den Konturlinien zu sehen war, liegt das Maximum des Flusses zwischen der Wand der kalten Quelle und dem Brennelement. Nach 10 Tagen Abbrand im HEU-Referenzfall liegt das Maximum des thermischen Flusses bei 20.5 cm. Im Laufe des Abbrandes wandert der Fluss um 2 cm nach außen (50 Tage). Der Fluss im Maximum erhöht sich um 8.5% zwischen 10 und 50 Tagen Abbrand. Im Zentrum der kalten Quelle erhöht sich der Fluss im HEU-Referenzfall um 3.3%. Während des Abbrandes von LEU 1 hingegen erhöht sich der maximale Fluss nur um 2.9% und im Zentrum der kalten Quelle unterscheidet sich der Fluss für 10 und 50 Tage Abbrand de facto gar nicht. Für die Flussunterschiede zu Beginn des Abbrandes bei 10 Tagen zwischen dem HEU-Referenzmodell und LEU 1 bedeutet dies im Maximum einen Flussverlust von -9% und im Zentrum der kalten Quelle ebenfalls von -8%. Zum Ende des Abbrandes bei 50 Tagen nimmt der Flussverlust in LEU 1 auf -14% im Maximum und auf -13% an der

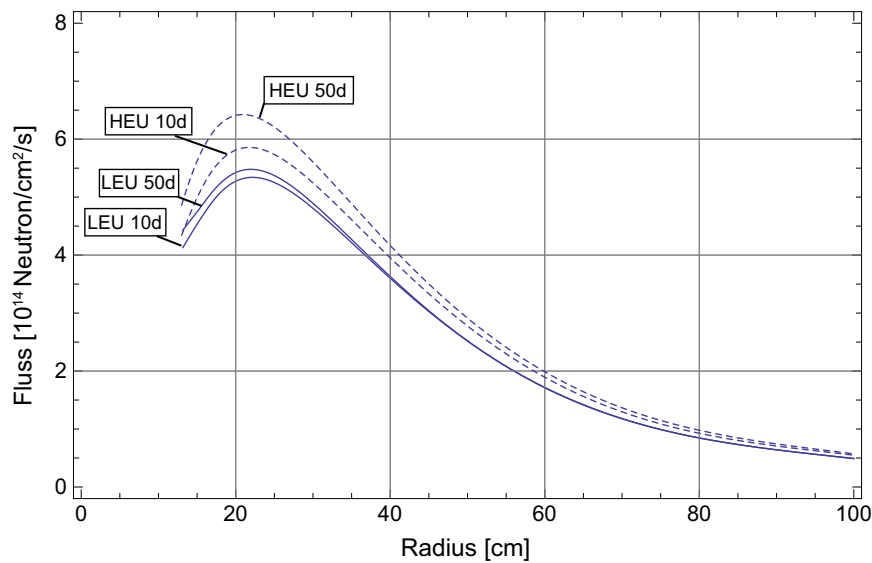


Abbildung 4.38.: Radialer thermischer Flussverlauf im Winkelausschnitt von 95-100° (CNS) vom Kernmittelpunkt durch das Zentrum der kalten Quelle für das HEU-Referenzmodell (HEUrefCR) und LEU 1 (LEUcr) zum Zeitpunkt von 10 Tagen und 50 Tagen Abbrand.

kalten Quelle zu.

Für den hier vor allem interessierenden Fluss in der kalten Quelle selbst ist damit die zeitliche Abhängigkeit des Flusses während des Abbrandes wie im HEU-Referenzmodell in der LEU 1 Option nicht mehr vorhanden.

Ein ähnliches Bild ergibt sich beim Vergleich des Flusses im Zentrum der kalten Quelle über der Länge des Brennelements in Z-Richtung. In Abb. 4.39 und 4.40 ist der Flussverlauf für 10 und 50 Tage respektive für das HEU-Referenzmodell und für LEU 1 dargestellt. Deutlich ist die Wirkung der kalten Quelle in allen Verläufen sichtbar, die im Bereich von 20 cm um die Kernmittelebene einen nahezu gleichförmigen Fluss über der Höhe des Brennelements erzeugt. Im HEU-Referenzfall ist der Fluss vor allem im unteren Bereich des Moderator tanks zu Beginn und Ende des Abbrandes mit je nach Position ca. 15-20% deutlich höher als für LEU 1. Dies hat Auswirkungen auf die tief liegenden Experimentaleinbauten, wie die heiße Quelle und BT-7, BT-8 und BT-9. Sie werden in [Böning et al., 1999] mit einem Gewichtungsfaktor von je 4.4% für die Gesamtperformance versehen. Im oberen Bereich des Moderator tanks ist der Unterschied deutlich geringer, bei wenigen Prozent zu Beginn des Abbrandes im Bereich zwischen 10 und 20 cm. Darüber sind die Flussverläufe nahezu identisch (BT-3, BT-6). Gegen Ende des Abbrandes erstreckt sich jedoch der Bereich mit wenigen Prozent Flussverlusten bis $z=40$ cm. Ein Vergleich der Abbrandzeitpunkte für 10 und 50 Tage für LEU 1 zeigt schließlich Abb. 4.41. Im Bereich der kalten Quelle bleibt der Fluss über den Abbrand nahezu konstant. In den unteren Bereichen des Moderator tanks ist zu Beginn

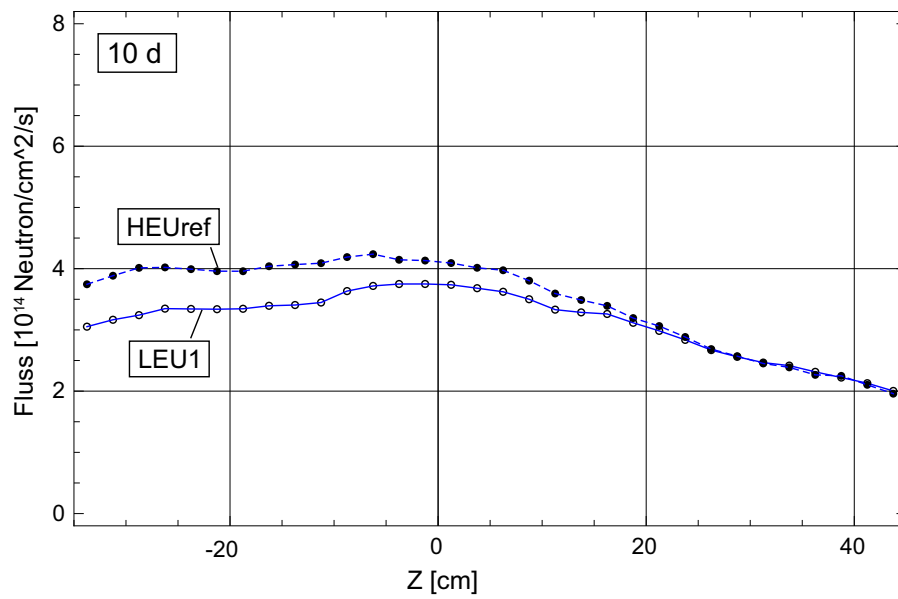


Abbildung 4.39.: Axialer Verlauf des thermischen Flusses bei einem radialen Abstand von 40 cm im Winkelausschnitt von 95-100° (Zentrum kalte Quelle) für das HEU-Referenzmodell (- -) mit 70 cm Höhe und LEU 1 (—) mit 80 cm Höhe zu einem Abbrandzeitpunkt von 10 Tagen. (HEUrefCR, LEUcr)

des Abbrandes der Fluss um einige Prozent höher, zum Ende des Abbrandes ist dies in den oberen Bereichen der Fall.

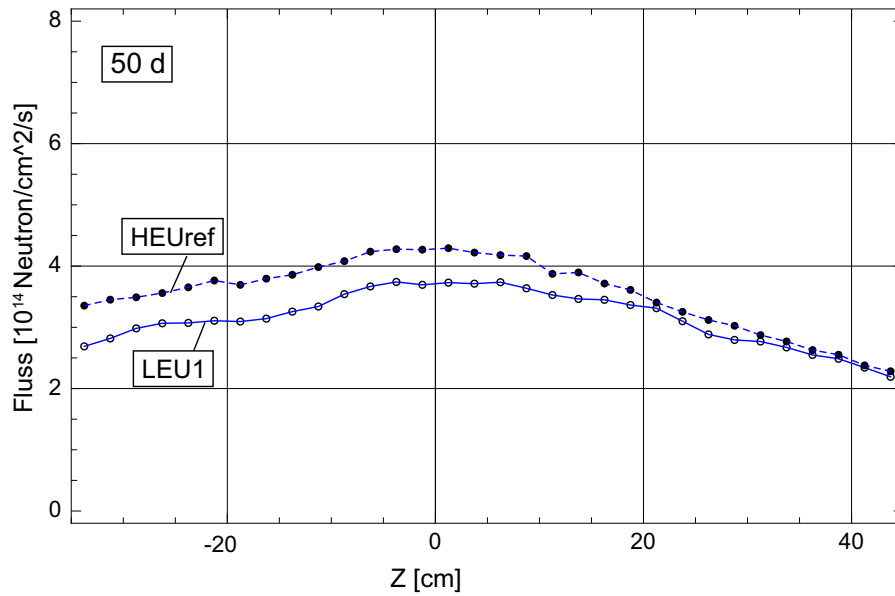


Abbildung 4.40.: Axialer Verlauf des thermischen Flusses bei einem radialen Abstand von 40 cm im Winkelausschnitt von 95-100° (Zentrum kalte Quelle) für das HEU-Referenzmodell (- -) mit 70 cm Höhe und LEU 1 (—) mit 80 cm Höhe zu einem Abbrandzeitpunkt von 50 Tagen. (HEUrefCR, LEUcr)

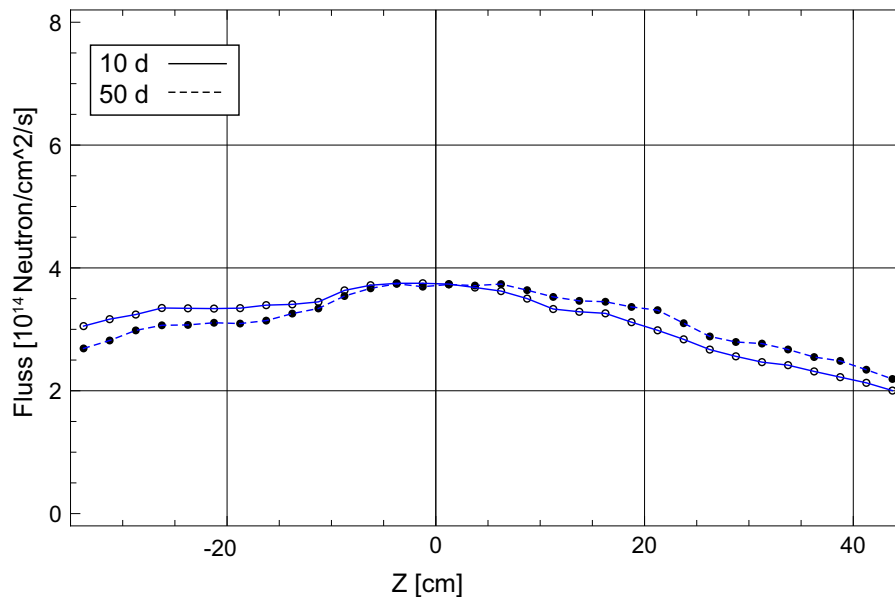


Abbildung 4.41.: Axialer Verlauf des thermischen Flusses bei einem radialen Abstand von 40 cm im Winkelausschnitt von 95-100° (Zentrum kalte Quelle) für LEU 1 zu einem Abbrandzeitpunkt von 10 und 50 Tagen. (LEUcr)

4.8.4. Fluss am Neutronenleiter

Um die Auswirkungen einer Konversion des Reaktors bis zum Experiment zu berechnen, wurde in das Notebook `Moderatortank_Installations.nb` ebenfalls die Möglichkeit eingebaut, sämtliche Eingangsfenster der Neutronenleiter des BT-1 in ein MCNP Input-Deck zu schreiben. Exemplarisch wird im Weiteren die Veränderung am Neutronenleiter NG-5b berechnet. Das NG-5b ist in einem Winkel von 6.6° zur Achse des Strahlrohrs BT-1 angeordnet (Abb. 4.36) hat eine Breite von 2.9 cm und eine Höhe von 17 cm und einen Abstand zur kalten Quelle von 2 m [Zeitelhack et al., 2006].

Abb. 4.42 zeigt zunächst den differentiellen Fluss im BT-1 direkt vor der kalten Quelle. Im Vergleich dazu sinkt der differentielle Fluss am Eingang des Neutronenleiters NG-5b um mehr als eine Größenordnung ab. Den Einfluss der kalten Quelle zeigt eine Vergleichsrechnung mit einer leeren kalten Quelle ohne flüssiges Deuterium. Durch die Abkühlung der Neutronen in der kalten Quelle wird der Anteil der Neutronen mit Wellenlängen ab ca. 2 \AA deutlich angehoben, der Flussanteil im Intensitätsmaximum wird leicht reduziert.

In Abb. 4.43 wird der Fluss am Eingang des Neutronenleiters NG-5b für das HEU-Referenzmodell nach 10 Tagen Abbrand im Vergleich zu LEU 1 nach 10 und nach 50 Tagen gezeigt. Innerhalb der statistischen Genauigkeit ist kein Flussunterschied von LEU 1 nach 10 und nach 50 Tagen Abbrand feststellbar, wie nach den Untersuchungen oben zu erwarten war. Der Unterschied des HEU-Referenzmodells zu der LEU 1 Option ist wellenlängenabhängig und besteht im Intensitätsmaximum bei etwa 1 \AA ca. 9% und vergrößert sich zum Ende des Abbrands auf 13%. Mit zunehmender Wellenlänge vergrößert sich der Unterschied und schwankt zwischen 5-15%. Für den totalen Fluss durch die Oberfläche bei NG-5b entsteht zu Beginn des Abbrands ein Flussverlust von 10%, der zum Ende des Abbrands auf 17% anwächst.

Ursprünglich war es in der gesamten Abbrandroutine `Complete_Automated_Burnup_Final.nb` vorgesehen durch Aufzeichnen der eintreffenden Neutronen in eine Particle Track Datei (PTRACK) in MCNPX und durch Weitergabe an das Neutronenraytracing-Programm MCSTAS [Willendrup et al., 2007] die Möglichkeit anzubieten über den Neutronenleiter weiter zu rechnen bis zum Experiment. Aufgrund der geringen Unterschiede für die LEU-Optionen während des Abbrandes wurde dies jedoch im automatisierten Abbrand-Notebook selbst nicht mehr implementiert.¹¹²

Allerdings ist es interessant anzumerken, dass es mit Hilfe von MCSTAS Berechnungen möglich ist, bei der Optimierung einer Umrüstung abzuwägen, ob es eventuell günstiger ist bereitgestellte Finanzmittel besser in Modernisierung und Verbesserung der

¹¹²Siehe hierzu auch Fußnote 73.

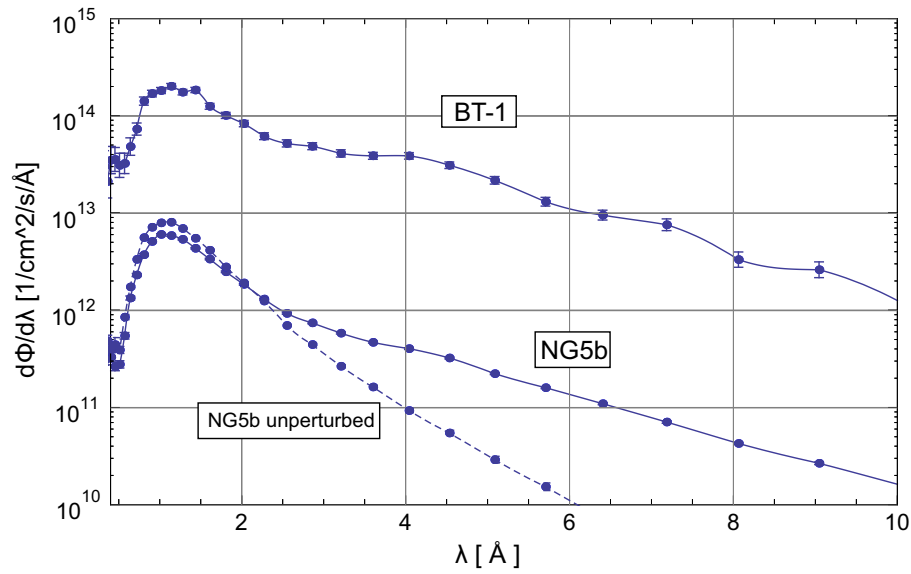


Abbildung 4.42.: Differentieller Fluss über der Wellenlänge. Gezeigt ist der Fluss direkt am Beginn des Strahlrohrs 1 in etwa 1 cm Entfernung von der kalten Quelle und der Fluss am Eingang des Neutronenleiters NG5b sowie den Fluss am Neutronenleiter NG5b für eine evakuierte kalte Quelle ohne Deuterium für das HEU-Referenzmodell. (HEUrefBT)

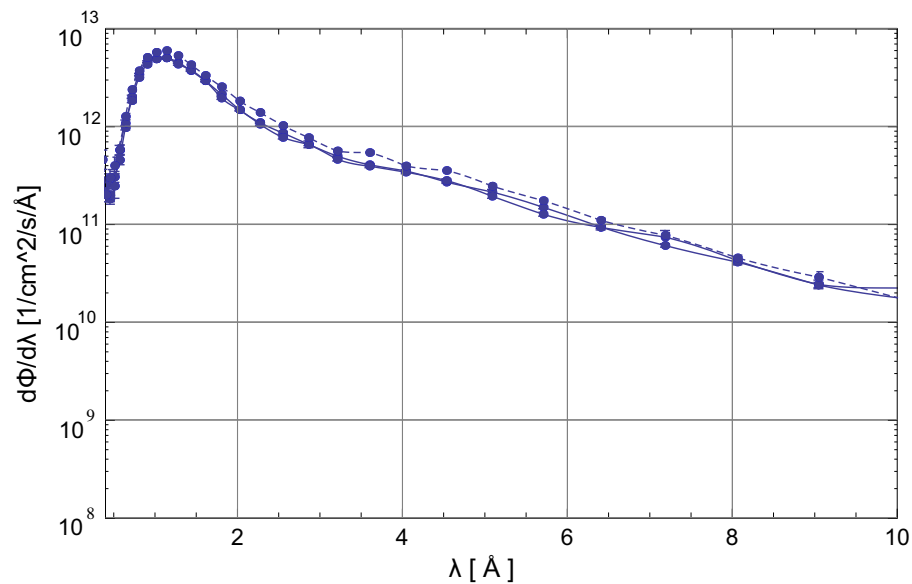


Abbildung 4.43.: Differentieller Fluss über der Wellenlänge am Eingang des Neutronenleiters NG5b das HEU-Referenzmodell (- -) nach 10 Tagen Abbrand und für LEU 1 (—) nach 10 und nach 50 Tagen Abbrand. (HEUrefBT, LEUBT)

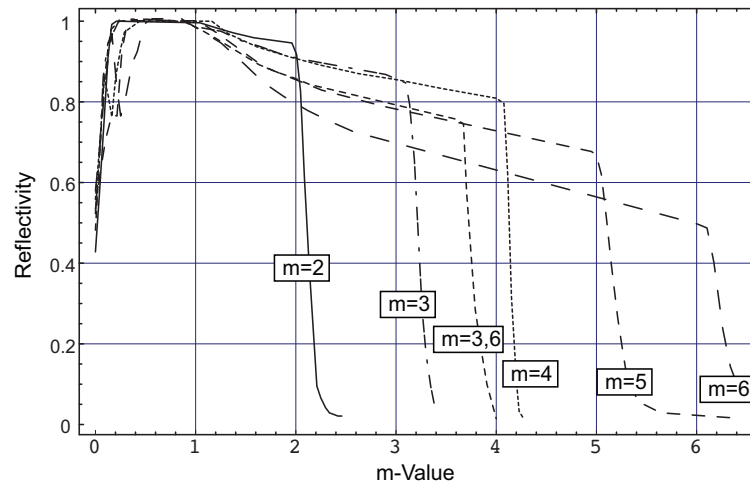


Abbildung 4.44.: Verschiedene Funktionen der Reflektivität für verschiedene Supermirrorbeschichtungen. Kurven gefittet an Daten von Swiss Neutronics [Sivss Neutronics, 2008].

Instrumente und der Neutronenoptik als zum Erwerb von teurem mehr als 20% angereichertem Uran zu investieren.¹¹³ In [Glaser, 2007; Englert und Liebert, 2008a,b] werden die Möglichkeiten des Einsatzes von MCSTAS und die Auswirkungen von Verbesserungen der Neutronenoptik diskutiert. So sind mit Verbesserung der Supermirrorverspiegelung zur Vergrößerung des kritischen Winkels für Neutronenreflektion an der Oberfläche der Neutronenleiter deutliche Performancegewinne möglich. Üblicherweise wird als Verspiegelung in den Neutronenleitern Nickel mit einem kritischen Winkel von θ_c eingesetzt, so dass Neutronen, die eine Oberfläche mit einem kleineren Winkel als $\theta_c/\lambda = 1.7 \text{ mrad}/\text{\AA}$ treffen, total reflektiert werden. Um den kritischen Winkel zu erhöhen, kann die Wandbeschichtung aus alternierenden dünnen Schichten aus Nickel und Titan ausgeführt werden (sog. Supermirror - SM). Mit dem entsprechenden Impulstransfer $q_c = 4\pi \cdot \sin\theta_c/\lambda$ ist dann der sogenannte m-Wert definiert als die Steigerung des kritischen Impulstransfer $q_c^{SM} = m \cdot q_c^{Ni}$ gegenüber dem von Nickel [Rehm et al., 2002]. Da die Beschichtungstechnik in den letzten Jahren deutlich Fortschritte gemacht hat sind mittlerweile m-Faktoren bis zu $m=6$ in der Entwicklung. Allerdings ist die Reflektivität der Oberflächenschicht begrenzt und ab $m=2$ leiden die Beschichtungen an zunehmendem Verlust der Reflektivität (Abb. 4.44) durch zunehmende Anzahl an Schichten und durch Zunahme an Schichtdicke, so dass der Verlust von Reflektivität mit dem Gewinn durch den kritischen Winkel abgewägt werden muss [Englert und Liebert, 2008a]. Durch die neuen Supermirrorschichten sind relative Intensitätsgewinne je nach Wellenlänge um den Faktor zwei bis 10 möglich ($m=1$ auf $m=2$), wobei

¹¹³Je höher die Anreicherung, desto teurer wird ein Brennstoff. Da es bis zur Vollendung der Umrüstung höchstwahrscheinlich keinen zivilen Markt für HEU mehr geben wird, haben Lieferländer, falls sie sich finden lassen, auch zusätzlich die Möglichkeit den Preis ohne große Konkurrenz selber bestimmen zu können.

der Hauptgewinn bei niedrigen Wellenlängen liegt. Für $m=2$ auf $m=3$ ist der Gewinn wesentlich geringer, außer für Wellenlängen kleiner als 4 \AA [Glaser, 2007]. Im FRM-II ist das Potential für Verbesserungen hier nicht allzu groß, da die Neutronenleiter relativ neu sind und daher schon mit neuen Beschichtungen versehen sind. Durch die Nutzung von ballistischen Neutronenleitern [Mezei, 1997] und durch Verwendung von anderen Geometrien (elliptisch, parabolisch) [Schanzer et al., 2004] sowie durch Fokussierungselemente am Ende der Neutronenleiter mit hohen m -Beschichtungen, wären hier allerdings je nach betrachteten Neutronenleiter durchaus noch Gewinne zu erzielen, da diese noch nicht im FRM-II zum Tragen kommen [Glaser, 2007]. Für andere Reaktoren ist eine solche Kosten Nutzen Abwägung im Sinne der Betrachtung der Gesamtperformance ebenfalls interessant.

4.9. Zusammenfassung

Vorraussetzung für eine Konversion des FRM-II ist die erfolgreiche Entwicklung und Qualifizierung eines monolithischen Brennstoffs in den internationalen Brennstoffentwicklungsprogrammen, die in Kap. 4.1 vorgestellt wurden. Der Zeitplan des U.S.-amerikanischen Programms sieht nach wie vor eine erfolgreiche Qualifizierung von monolithischen und Dispersionbrennstoffen bis 2011 vor, allerdings sind noch einige Experimente und Entwicklungsaufgaben, vor allem für die industrielle Fertigung von vollen Brennstoffplatten, durchzuführen.

Nach einer Vorstellung des mit detaillierten Moderatortankinstallationen versehenen neuen Reaktormodells und der neu hinzugekommenen Komponenten des Computersystems zur neutronenphysikalischen Analyse des FRM-II, wurden durch eine breit angelegte Parameterraumstudie die möglichen Potentiale einer Nutzung von monolithischem UMo-Brennstoff zur Umrüstung des FRM-II untersucht. Der Ausgangspunkt war hierbei nicht, die Anreicherung zu minimieren, sondern von einer LEU Anreicherung ausgehend zu untersuchen, wie die anfängliche Reaktivität zum Erreichen einer ausreichenden Zykluslänge gesteigert werden kann und welche Performanceverluste im Reaktor bei verschiedenen geometrischen Veränderungen der Brennelement- und Brennstoffplattengeometrie auftreten würden. Zunächst wurde dabei die funktionale Abhängigkeit der erreichbaren Anfangsreaktivität von einer Variation der aktiven Höhe des Brennelements, der Stärke der Brennstoffzone und des Brennstoffcladdings, sowie der Weite der Kühlkanäle geklärt.

Aus der Parameterraumstudie wurden zwei mögliche LEU Optionen (LEU 1 und LEU 2) ausgewählt, für welche die Performanceverluste im Vergleich zum gegenwärtig genutzten HEU-Design im Flussmaximum und an der Position der kalten Quelle untersucht wurden. Einen wesentlichen Einfluss hat hierbei vor allem die Verlängerung des Brennelements auf 80 cm und darüber, wodurch eine erhebliche Steigerung der anfänglichen Reaktivität möglich ist. In der Option LEU 1 wird der vorgegebene Spielraum

weiterer geometrischer Variationen voll ausgenutzt und eine sehr dicke Brennstoffzone von $800\text{ }\mu\text{m}$ und eine ungewöhnlich dünnes Cladding von $200\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Die Unbedenklichkeit des Einsatzes eines solch dünnen Claddings sowie das Schwellverhalten einer dicken monolithischen Brennstoffplatte muss allerdings noch gesondert untersucht werden. LEU 2 verwendet eine Claddingstärke, wie sie auch in anderen Hochflußreaktoren eingesetzt werden kann, und gleicht die niedrigere Anfangsreaktivität durch eine nochmalige Verlängerung des Brennelements auf 84 cm aus. Beide Optionen sind mit Sicherheit noch nicht direkt eine Designoption zur Verwendung im FRM-II, dienen aber als Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen. Die Flussverluste im Maximum betragen -15% für LEU 1 (-16% LEU 2) an der Position der kalten Quelle -14% (-15%). Die Flussverluste im Maximum lassen sich bei gleichzeitiger marginaler Erhöhung der Reaktorleistung um 10% von 20 auf 22 MW auf -7% für LEU 1 und -8% für LEU 2 reduzieren. Am Ort der Kalten Quelle beträgt der Verlust dann für LEU 1 -4% und für LEU 2 -6% (Tab. 4.11). Die berechnete Zykluszeit für LEU 1 ist mit dem HEU-Referenzfall vergleichbar, wenn eine - durch den HEU-Referenzfall bestimmte - benötigte Restreaktivität Δk_{60} nach 60 Tagen Zykluszeit vorausgesetzt wird. Bei den Optionen mit 22 MW wird die Steigerung der Gesamtperformance durch Flussgewinne, aufgrund der zusätzlichen Leistung gegenüber der 20 MW Option, durch eine Verkürzung der Zykluslänge mit einem Verlust in der Gesamtperformance von ca. -4% wieder verringert. Dennoch steigt die Gesamtperformance insgesamt an.

Die Aussagen für das ungestörte Reaktormodell ohne Moderatortankinstallationen sind jedoch nur bedingt geeignet, die tatsächlichen Performanceverluste einzuschätzen und nur in der komparativen Parameterstudie sinnvoll. Die Option LEU 1 (20 MW) wurde daher detaillierter unter Verwendung der Moderatortankinstallationen untersucht. Im Vergleich zum HEU-Referenzmodell zeigten Abbrandrechnungen, dass in diesem Fall bei EOL mehr Restreaktivität im Kern vorhanden ist, so dass theoretisch längere Zyklusdauern als im HEU-Referenzmodell erreichbar sind, mit Zyklusdauern über 70 Tage. Dies würde nicht nur die Gesamtperformance des Reaktors um ca. 4% verbessern sondern auch die Betriebskosten durch Einsparung von Brennelementen zusätzlich zu den niedrigeren Kosten eines Einsatzes von LEU nochmals verringern.

Zuletzt wurden die Auswirkungen der Bewegung des Regelstabes untersucht. Im HEU-Referenzfall weist der Fluss in der kalten Quelle noch eine deutliche Zeitabhängigkeit während des Abbrands auf, die im Fall von LEU 1 nicht mehr vorhanden ist. Ist der Flussverlust in der kalten Quelle zwischen HEU-Referenzfall und LEU 1 zu Beginn des Abbrandes (10 Tage) noch bei 9% steigt dieser im Laufe des Abbrands durch die Erhöhung der Regelstabposition auf 13% zum Ende des Abbrandes hin (50 Tage). Die axiale Verteilung des Flusses zeigt, dass vor allem tiefliegende Experimentiereinrichtungen mehr Verlust erleiden, da hier der Flussunterschied zwischen dem HEU-Referenzfall und LEU 1 mit 15-20% besonders groß ist. Am Eingang des exemplarisch verwendeten Neutronenleiters NG-5b ist für LEU 1 über den Abbrand innerhalb der statistischen

Genauigkeit keine Variation der Neutronenintensität mehr vorhanden. Der total Flussverlust am exemplarisch betrachteten Neutronenleiter NG-5b im Vergleich von LEU 1 mit dem HEU-Referenzmodell zu Beginn des Abbrands beträgt 10% und vergrößert sich zum Ende des Abbrands hin auf 17%. Die Flussverluste sind wellenlängenabhängig, mit ca. 9% Verlust im Intensitätsmaximum bei 1 Å und Verlusten von 5-15% hin zu längeren Wellenlängen am Beginn des Abbrandes.

In der Gesamtbeurteilung einer möglichen Umstellung des FRM-II ergeben sich aus der Darstellung drei Optionen unter der Annahme, dass ein entsprechender Brennstoff qualifiziert werden kann:

A: Umstellung auf 50% HEU Dispersionsbrennstoff: In dieser Option wird ein Dispersionsbrennstoff mit einer Anreicherung von 50% als Brennstoff verwendet. Damit ist das proliferationspolitische Ziel nicht erreicht und die Proliferationsresistenz des Materials nur geringfügig verbessert. Es bleibt weiterhin waffentauglich. Für die Reaktorperformance ist mit ca. 8% Flussverlusten im Flussmaximum zu rechnen [Röhrmoser et al., 2004]. Die Beschaffung des hochangereicherten Materials zur Brennstofffertigung dürfte teuer und schwierig werden, was die Betriebssicherheit beeinträchtigen könnte.

B: Umstellung auf 20-35% monolithischer HEU-Brennstoff: Die Machbarkeit dieser Option ist in jedem Fall gegeben. In der gegenwärtigen Geometrie ist mit einer Anreicherung von 30-35% monolithischem HEU, je nach den Spezifikationen des qualifizierten Brennstoffs eine Umrüstung machbar. Mit zusätzlichen geometrischen Veränderungen lässt sich die benötigte Anreicherung noch weiter reduzieren. Von neutronenphysikalischer Seite her ist eine Anreicherung im Bereich von 20-25% vor allem durch die Verlängerung des Brennelements und moderate Anpassung der Geometrie erreichbar. Zur Bestimmung der Spezifika für eine sicherheitstechnische Unbedenklichkeit sind in Zukunft thermohydraulische Berechnungen notwendig, gestützt durch Untersuchungen zu möglichen Reaktortransienten und Berechnungen der Reaktivitätskoeffizienten. Proliferationspolitisch ist die Variante B schon deutlich günstiger einzuschätzen als die Variante A, erreicht aber noch nicht die internationale Norm einer LEU Anreicherung. Der Verlust der Gesamtperformance des Reaktors hängt von der gewählten Anreicherung ab, in jedem Fall muss jedoch dafür gesorgt werden, dass eine möglichst niedrige Anreicherung nicht vernachlässigt wird, so dass Verluste im Bereich von 5-10% realistisch sein sollten.

C: Umstellung auf LEU Optionen: Wie die Untersuchung gezeigt hat, sind von neutronenphysikalischer Seite aus LEU Optionen machbar. Ebenso wie bei Variante B ist jedoch die sicherheitstechnische Unbedenklichkeit der Längenveränderung und des Einsatzes von dünnem Cladding bei hohen Brennstoffstärken zu zeigen und es muss abgewartet werden, welche Spezifika der qualifizierte Brennstoff letztlich aufweist. Davon wird im wesentlichen abhängen, wie sehr die Brennstoffplattengeometrie verändert werden kann. Proliferationspolitisch wäre dies die wünschenswerteste Variante. Die

Berechnungen ergeben, dass in diesem Fall auch eine Verlängerung der Zykluslänge in Frage käme, die die Flussverluste reduzieren könnte, ebenso kann eine Erhöhung der Leistung in Betracht gezogen werden. Der Gesamtpformanceverlust ist sehr fallspezifisch bewegt sich aber im Bereich zwischen 5-15%. Falls geometrische Veränderungen nicht ausreichend verwirklichtbar sind, können die Performanceverluste auch höher liegen.

Die drei Varianten für eine Umstellung zeigen, dass in jedem Fall nur marginale bis geringe Performanceverluste im Bereich von 5-15% auftreten. Dies ist jedoch aufzuwiegen gegen Verbesserungen, die an einzelnen Instrumenten und der Neutronenoptik des Reaktors möglich sind. Hier sind je nach Fall Faktoren von 1-2 möglich, wie das Beispiel des Millennium Programms am ILL zeigt [Glaser, 2007; Dubbers, 2006]. Natürlich sind die Möglichkeiten in einem neuen Reaktor wie dem FRM-II beschränkt, sollten aber dennoch im Auge behalten werden.

5. Fusionsleistungsreaktor

Im nachfolgenden Kapitel werden Proliferationsrisiken der Fusionstechnologie basierend auf einem Tokamak Reaktor näher untersucht. Ausgangspunkt ist dabei die von der European Fusion Development Agency (EFDA) im Jahr 2006 veröffentlichte Studie zu Konzeptionen eines zukünftigen kommerziellen Fusionsreaktors [Maisonnier et al., 2005], die insgesamt vier zukünftige Reaktordesignkonzepte vorstellt und damit die zukünftigen Entwicklungspfade zu Forschung und Entwicklung festlegt. Durch die Veröffentlichung detaillierterer Designinformationen wird auch eine quantitative Abschätzung des Proliferationspotentials und eine Bewertung der Proliferationsresistenz des Reaktors möglich. In einem Tokamak-Fusionsreaktor werden einerseits große Mengen an Tritium zur Verbrennung im Plasma eingesetzt und in den Brutblankets zur Versorgung der Plasmareaktionen aus Lithium erbrütet. Tritium spielt in der Kernwaffenentwicklung als Boostermaterial eine wesentliche Rolle [Kalinowski, 1995, 2004]. Zum anderen liegen in den Brutblankets hohe sehr schnelle Neutronenflüsse vor, die dazu genutzt werden könnten kernwaffenrelevante Materialien zu erbrüten.

Da ausser Tritium im Normalbetrieb kein Einsatz von spaltbarem Material in Fusionsreaktoren vorgesehen ist, wird üblicherweise angenommen, dass von tokamakbasierten Fusionsreaktoren kein oder wenn, dann nur ein sehr geringes Proliferationsrisiko ausgeht (z.B. [Maisonnier et al., 2005]). Angesichts des langen Vorlaufs der Entwicklung der Fusionstechnologie hat es bereits einige Studien des „Technology Assessment“ (TA) gegeben, die in Einzelfällen mögliche Proliferationsproblematiken ansprechen ([Holdren et al., 1989]). In anderen Studien aus der Fusionforschungsgemeinschaft [Raeder, 1995] oder auch aus der Technikfolgenabschätzung [Liebert et al., 1999; Grunwald et al., 2002] wurde immer wieder betont, dass Fusionsreaktoren aufgrund der sehr hohen und sehr schnellen Flüsse ein hohes Potential für die Erbrütung waffenrelevanter Stoffe haben werden. Aber konkrete Abschätzungen für das Produktionspotential sind bislang rudimentär geblieben [Raeder, 1995] bzw. verwendeten ein stark idealisiertes Reaktorkonzept zur Untersuchung der möglichen Plutoniumproduktion in verschiedenen Blanketmaterialien [Faghihi et al., 2008]. In [Gsponer und Hurni, 2008] werden darüberhinaus die Implikationen durch Entwicklung bestimmter Technologien für Proliferationsfragen diskutiert.

5.1. Das Fusionsreaktorkonzept PPCS-A

Mit der EFDA-Studie [Maisonniere et al., 2005] wurden zum ersten Mal Konzepte für einen tatsächlich arbeitenden Leistungsreaktor vorgelegt, die über die Zwischenschritte des derzeit im Bau befindlichen ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor, lat. „der Weg“) und das nächste Projekt DEMO (DEMONstration Power Plant) hinausgehen. Die derzeitige Planung der noch zu leistenden Entwicklungsarbeit geht davon aus [Cook et al., 2005]¹¹⁴, dass ITER ab dem Jahr 2015 in Betrieb geht und kurz darauf die Materialtestanlage IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility), deren Bau derzeit noch nicht beschlossen wurde. Die Detailplanungen für DEMO sollen etwa ab 2016 beginnen, gefolgt von einer Bauphase ab 2025 und Inbetriebnahme 2031. Der tatsächliche Leistungsreaktor soll die aus DEMO gewonnenen Erkenntnisse in einer Entwicklungsphase ab 2031 bis 2042 aufnehmen und dann bis 2048 gebaut werden. Bis zur Entwicklungsphase des kommerziellen Fusionsleistungsreaktors ist daher noch ausreichend Zeit, die Technologie so proliferationsresistent wie möglich auszulegen. Die Frage ist aber schon relevant für die großen Experimentalreaktoren ITER und DEMO, da damit bereits die zukünftigen Umgangsweisen mit Proliferationsrisiken vorgezeichnet werden.

Vier Konzepte (A,B,C,D) werden in [Maisonniere et al., 2005] vorgestellt. PPCS-A (Power Plant Conceptual Study A) baut auf Materialien und Technologien auf, die derzeit schon in Reaktoren eingesetzt werden bzw. deren Entwicklung als relativ zeitnah realisierbar eingeschätzt werden. Die eingesetzten Technologien sind, wie bei PPCS-B, von denen in ITER noch zu erforschenden Technologien nicht allzuweit entfernt. PPCS-A arbeitet mit wassergekühlten Blei-Lithium Brutsegmenten (Blankets) und mit einem Wasser-Dampfsystem, wie es derzeit großindustriell in Verwendung ist. Als Strukturmaterial enthält PPCS-A niedrigaktivierenden martensinitischen Stahl (EUROFER), der derzeit noch erforscht wird. Der wassergekühlte Divertor (Prallplatte, lat. Ablenker) zum herausfiltern von Verunreinigungen aus dem Plasma ist eine vergrößerte Version des ITER Designs und verwendet dieselben Materialien wie ITER. Schon für das heliumgekühlte Kugelbettkonzept PPCS-B steigert sich die zu leistende Entwicklungsarbeit, nicht nur für den Einsatz des Heliumkühlsystems, wie es derzeit großindustriell noch nicht verwendet wird, sondern auch z.B. für die Materialien des Divertors, der bei höheren Temperaturen arbeiten soll. Helium bietet den Vorteil bei höheren Temperaturen und damit bei höheren Wirkungsgraden arbeiten zu können.

PPCS-C und -D sind noch weiter fortgeschrittene Konzepte und setzen noch höhere Massstäbe an die noch zu leistende Entwicklungsarbeit für Materialien und den Plasmaeinschluss. Vorteil dieser weiter fortgeschrittenen Konzepte sind kleiner werdende

¹¹⁴Die Zeitplanung der Fusionsforschung unterliegt aufgrund des nicht exakt zu bestimmenden Forschungsaufwands für die einzelnen Entwicklungsschritte und der damit verbundenen Kosten größeren Unsicherheiten. [Cook et al., 2005] ist daher nur als eine mögliche Planungsvariante unter anderen zu sehen, gibt jedoch einen Eindruck für die gewünschte Grobplanung.

Plasmavolumina und damit kleinere Anlagengrößen (Kostensenkung) und gesteigerte Effizienz durch nochmals erhöhte Arbeitstemperaturen der Kühlung bei gleichbleibenden Output einer elektrischen Leistung von etwa 1500 MW_{el} .

Die volle thermische Leistung des Konzepts PPCS-A beträgt 5500 MW_{th} . Inklusive der supraleitenden Spulen zum Aufbau des Plasmaeinschlussfeldes ist die Gesamthöhe des Torus etwa 18 m, die Höhe von der Divertorzone bis zum obersten Punkt der ersten Wand beträgt etwa 10.7 m bei einer maximalen Breite der Plasmazone von 6.7 m. Es wird unterschieden zwischen der innenliegenden Zone des Reaktors (Inboard) und der Außenzone (Outboard). Der Torus wird in 20° Sektoren unterteilt, die sich ähnlich sind. Jeder zweite dieser Sektoren enthält einen Port, der es erlaubt mit einem ferngesteuerten Wartungssystem die Blanketmodule zum Tritiumbrüten auszutauschen. Die Module müssen dabei eine bestimmte Größe haben, damit die Wartungsperioden die Gesamtverfügbarkeit der Anlage nicht unter typischerweise 75-80 % Auslastung drücken. Inboard wird der Torus in einem 20° Ausschnitt poloidal durch jeweils drei Module (Modul I-III) abgedeckt, wobei Module III in zwei Blankets unterteilt ist also insgesamt 4 Module. Outboard enthält jeder Sektor noch einmal zwei Untersektoren mit einer toroidalen Winkeleinteilung von etwa 9° und mit poloidal ebenfalls jeweils drei Modulen (Module IV-VI) also insgesamt 6 Outboard-Module pro Sektor.¹¹⁵ Jeder zweite Sektor enthält einen äquatorialen Port, so dass das Modul V nicht aus zwei sondern aus drei Untermodulen mit toroidalen Winkeln von 6° geteilt wird. Dies ergibt unter Addition der 9 Sektoren mit Ports eine maximale Zahl von 189 Modulen im Reaktor [Sardain et al., 2003].¹¹⁶ Die Module sind kasettenförmig unterteilt durch poloidale und toroidal Verstärkungswände aus dem Strukturmaterial EUROFER, das Temperaturen zwischen $320\text{-}475^\circ\text{C}$ erreicht und in direktem Kontakt mit der Blei-Lithium Legierung (Pb-17Li) steht, die durch diese Struktur strömt. Aus Korrosionsgründen darf maximal eine Temperatur der Legierung von 480°C an den Kontaktstellen mit der EUROFER Struktur erreicht werden. Gekühlt werden die Blanketmodule mit U-förmigen Rohren, in denen an der plasmanahen Innenwand zunächst Wasser unter typischen Bedingungen eines Druckwasserreaktors (15.5 MPa, 285°C , 5 m/s) nach unten strömt und in den plasmafernen äußeren Blankets nach oben. Plasmaseits ist aufgrund der höheren aufzuwendenden Kühlleistung die Anzahl der Kühlrohre höher und ihr Abstand kleiner als an der plasmafernen Rückwand der Module. Die Zuführungen für Wasser und Pb-17Li befinden sich jeweils an der Oberseite eines Moduls. Am unteren Ende der Plasmakammer ist der wassergekühlte Divertor angebracht. Wichtige Kenndaten des

¹¹⁵Zur Visualisierung des prinzipiellen Aufbaus kann Abb. 5.1 verwendet werden. Man beachte allerdings, dass Abb. 5.1 nicht das Reaktorkonzept sondern eine MCNPX Modellierung wiedergibt.

¹¹⁶ Es konnte nicht genau festgestellt werden, ob die Module mit Ports auch zum Brüten eingesetzt werden, die Veröffentlichung von Detailinformationen ist dünn. Ausgehend von den Berechnungen der Tritiumbrutrate in Kap. 5.2.6 kann vermutet werden, dass die Ports nicht genutzt werden. Für die nachfolgenden Berechnungen, die die Materialproduktion in den Blankets ausgehend vom 20° MCNP Modell berechnen, ist daher zusätzlich zum Faktor 18 noch ein Korrekturfaktor hinzuzurechnen. Aus [Sardain, 2005, Folie 7] lässt sich der Korrekturfaktor sehr grob auf 10-15% bestimmen. Siehe hierzu auch Fussnote 140.

Thermische Leistung	5.5 GW
Elektrische Leistung	1.485 GW
Radius Torus	9.55 m
Plasmaradius R_0	10.09 m
Plasmatriangularität ϵ (95% Fluss)	0.27
Maximaler radialer Plasmashift δ	0
Poloidaler maximaler Plasmaradius a	3.5 m
Plasmaelongation k (95% Fluss)	1.7
Peaking Faktor ψ	4
Mittlere Temperatur τ (keV)	22
Mittlere Neutronenenergie (MeV)	14.1

Tabelle 5.1.: Kenndaten und Geometrie des Reaktorkonzepts PPCS-A
[Maisonier et al., 2005; Chen et al., 2003a].

Modells PPCS-A werden in Tab. 5.1 dargestellt.

5.2. MCNP Modellierung

Die Erstellung der Geometrie des hier vorgestellten MCNP Modells beruht weitgehend auf veröffentlichten Daten und Detailplänen aus [Chen et al., 2003a,b; Sardain et al., 2003; Maisonier et al., 2005]. Modelliert wurde jeweils nur ein 20° Ausschnitt des gesamten Tokamaktorus, um die Neutronentransportrechnungen etwas zu vereinfachen.

5.2.1. Vorgängermodelle

Die erste MCNP-Modellierung des Konzepts PPCS-A wurde durch [Chen et al., 2003a] für die Erstellung der PPCS Studie der EFDA vorgenommen und untersuchte die grundlegenden neutronenphysikalischen Eigenschaften, insbesondere die Leistungsverteilung, das Tritiumbrutverhältnis und die Güte der Abschirmung der supraleitenden Spulen gegen Neutronenbestrahlung. Wesentliche Vorannahmen der dortigen Modellierung wurden übernommen. Insbesondere die vereinfachende Annahme, die innere Struktur der Blanketmodule mit wasserführenden Rohren und kasettenförmiger Unterteilung nicht detaillgetreu zu modellieren, sondern durch eine homogene Mischung

der Materialien Wasser, EUROFER und Pb-17Li in den einzelnen Blanketsegmenten zu ersetzen. Auch für die neutronenphysikalische Grobanalyse und zur Bestimmung der prinzipiellen Plutoniumproduktionspotentiale ist dies eine zulässige Vereinfachung.

Das erste vom Autor entwickelte Modell, an dem wesentliche grundlegende Eigenschaften der Modellierung untersucht wurden, bestand zunächst aus zwei sich gegenüberstehenden spiegelsymmetrischen vertikalen Blanketmodulen (Module II)¹¹⁷ mit einer monoenergetischen (14.1 MeV) isotropen Quellfläche in der Mitte. Die Geometrie des Blanketmoduls, vor allem die Wandstärken der einzelnen Module und die Mischungsverhältnisse der Materialien wurde von [Chen et al., 2003a] übernommen (Tab. 5.3). Da viele Neutronen zunächst an der ersten Wand oder anderen Strukturen reflektiert werden, wurden die Seitenfläche im Modell als reflektierend angenommen, damit alle gestarteten Neutronen auf ein Blanket geleitet werden. Dies entspricht der Annahme, dass aus den nicht modellierten benachbarten Zonen des Fusionsreaktors ebenfalls Neutronen auf das Blanket im betrachteten Volumen aufprallen.

Basierend auf den so gewonnenen Kenntnissen an diesem sehr einfachen Modell wurde in [Balloni, 2008] eine erste vollständige Modellierung der Geometrie aller Module (Module I-VI) eines 20° Ausschnitts ausgeführt und damit erste Berechnungen zur Tritiumproduktionsrate und zur Plutoniumproduktion ermöglicht. Diese neue Modellierung verwendete vereinfachte Oberflächen in Form von Ebenen für die Inboard-, und Zylindern für die Outboardmodule sowie eine vereinfachte Divertorgeometrie. Modul III wurde durch mehrere gerade Blanketsektionen angenähert, die Module IV-VI durch einfache zylindrische Oberflächen. Die Neutronen wurden in einem zylinderförmigen Quellvolumen isotrop mit einer Energieverteilung entsprechend der in MCNP implementierten Gaussfusionsenergieverteilung gestartet.

¹¹⁷Das MCNP Modell wurde vom Autor für ein von der EFDA finanziertes Projekt erstellt und Hilfestellung bei verschiedenen Berechnungen gegeben. Die Studie steht der Öffentlichkeit nicht zur Verfügung, Ergebnisse und Details können an dieser Stelle daher nicht wiedergegeben werden.

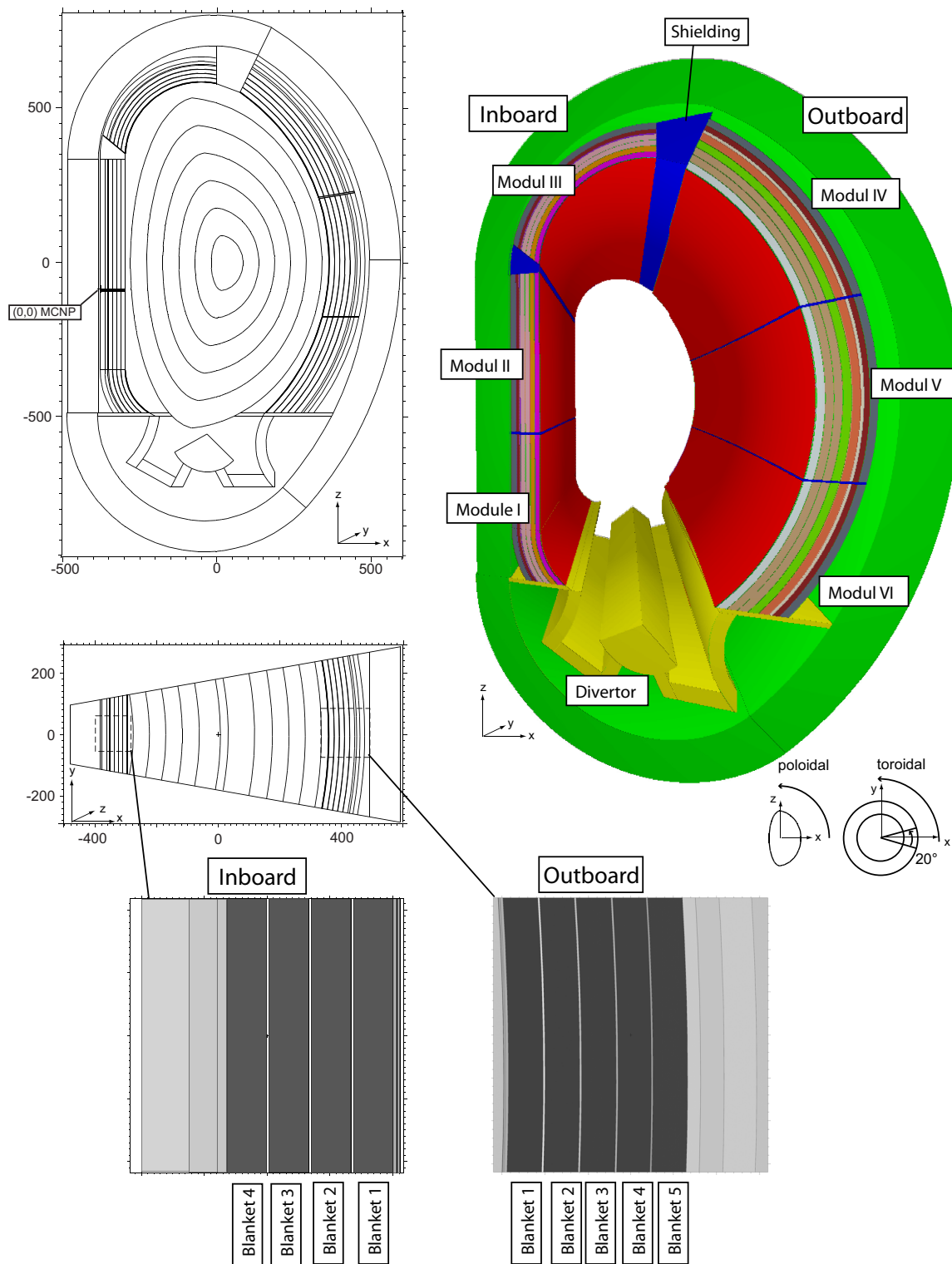


Abbildung 5.1.: MCNP Modell von PPCSA (20° Ausschnitt). Rechts: dreidimensionale Darstellung. Links Oben: x-z-Schnitt durch das Modell ($y=0$). Links Unten: x-y Schnitt durch das Modell ($z=-82.5$). Im MCNP Modell wird als Nullpunkt $(-459.82, 0, 85)$ verwendet.

5.2.2. MCNP Modell von PPCS-A

Das im Folgenden vorgestellte MCNP-Modell mit dem alle nachfolgenden Berechnungen durchgeführt wurden ist eine nochmalige vollständige Überarbeitung und Erweiterung der Vorgängermodelle.¹¹⁸ Das Input Deck wurde so aufgebaut, dass in Zukunft über die Untersuchung von Proliferationsaspekten hinaus auch weitere Berechnungen, etwa zur Bewertung von materialtechnischen Fragen (Bestrahlungsbeanspruchung) und damit zur Tragfähigkeit eines Fusionsreaktors als mögliche Energiequelle der Zukunft möglich ist.

Geometrie

Eine dreidimensionale Ansicht und Schnitte durch die Geometrie sind in Abb. 5.1 dargestellt. Die Abmessungen wurde aus veröffentlichten Daten [Chen et al., 2003a,b; Sardain et al., 2003; Sardain, 2005; Maisonnier et al., 2005] übernommen. Die Abmessungen der Stärke einzelnen Zonen der Module I-VI von der ersten Wand bis zum Neutronenschild war detailliert aus [Chen et al., 2003a] bekannt. Die Radien der Module Ia (gekrümmter Teil) und II sowie die poloidalen Radien der Outboard-Module IV-VI wurden aus einer technischen Zeichnung in [Maisonnier et al., 2005, Annex 4] und [Sardain, 2005, Folie 8] errechnet bzw. grafisch aus den oben angegebenen Quellen ausgewertet.

Für die MCNPX Programmierung wurde aus den Vormodellierungen (Vgl. Kap. 5.2.1) die planparallele Blanketgeometrie des Modul I (die auf der allerersten Version beruht) und das Modul II unverändert aus [Balloni, 2008] übernommen. Eine zylindrische Umsetzung von Modul I und Modul III wurde neu berechnet und die in [Balloni, 2008] verwendeten planparallelen Abschnitte ersetzt. Damit entsprechen die MCNP Modellierungen der Inboard-Module weitgehend dem PPCS-A Konzept. Modul III-VI enthalten keine weitere Unterteilung in Submodule für den 20° Abschnitt. Dadurch werden die Volumina von Modul III und der Outboard Blankets aufgrund der fehlenden Zwischenräume zwischen den toroidal angeordneten Modulen leicht überschätzt. Für die Module III-VI wurde eine den 20° Abschnitt vollständig abdeckende toroidale Geometrie neu eingeführt, so dass eine bessere Übereinstimmung mit der Geometrie des PPCS-A Konzept gegeben ist, als in den Vorläufermodellen.

Die MCNP Modellierung des Divertors wurde komplett überarbeitet und die vormals sehr grobe Modellierung an die Geometrie des Konzept PPCS-A angepasst, sowie die gesamte Reaktorgeometrie mit einer Stahlabschirmung umgeben. Um den Anteil an

¹¹⁸Unter anderem wurde dabei das Input-Deck noch einmal vollständig neu, übersichtlicher und strukturierter geschrieben und die Nummerierung sämtlicher Oberflächen und Zellgeometrien verändert, sowie eine einheitliche rechtshändige Orientierung der meisten Flächen eingeführt, um in Zukunft Erweiterungen des Modells zu vereinfachen. Darüber hinaus wurde die Definition des Plasmairraums durch den MCNP Exklusionsbefehl „#“ vorgenommen, was das Debugging der Geometrie ebenfalls wesentlich vereinfacht.

	Volumen [cm ³]					Total	EW [cm ²]
	Blanket 1	Blanket 2	Blanket 3	Blanket 4	Blanket 5		
Module I	1.350 · 10 ⁶	1.311 · 10 ⁶	1.273 · 10 ⁶	1.240 · 10 ⁶		5.175 · 10 ⁶	1.095 · 10 ⁵
Module II	1.346 · 10 ⁶	1.321 · 10 ⁶	1.296 · 10 ⁶	1.271 · 10 ⁶		5.232 · 10 ⁶	1.079 · 10 ⁵
Module III	1.603 · 10 ⁶	1.630 · 10 ⁶	1.658 · 10 ⁶	1.682 · 10 ⁶		6.573 · 10 ⁶	1.248 · 10 ⁵
Module IV	3.055 · 10 ⁶	3.195 · 10 ⁶	3.349 · 10 ⁶	3.491 · 10 ⁶	3.644 · 10 ⁶	1.673 · 10 ⁷	1.858 · 10 ⁵
Module V	2.980 · 10 ⁶	3.036 · 10 ⁶	3.111 · 10 ⁶	3.158 · 10 ⁶	3.215 · 10 ⁶	1.550 · 10 ⁷	1.851 · 10 ⁵
Module VI	2.598 · 10 ⁶	2.618 · 10 ⁶	2.640 · 10 ⁶	2.658 · 10 ⁶	2.679 · 10 ⁶	1.319 · 10 ⁷	1.624 · 10 ⁵

Tabelle 5.2.: Mit Hilfe von MCNP stochastisch berechnete Volumina und Oberflächen der Module I-VI und der ersten Wand (EW) des MCNP Modells.

rückstreuenden Neutronen zu minimieren wurden die Grenzen der Geometrie in denen Neutronen transportiert werden, auf die äußeren Abmessungen des 20° Ausschnitts begrenzt (s.u. Kap. 5.2.4 und Abb. 5.6), d.h. die neutronenreflektierenden Flächen enden am inneren und äußeren Radius der Abschirmung.

Abb. 5.1 zeigt die so erstellte Geometrie des Reaktors detaillierter. Auf eine tabellierte Wiedergabe der exakten Geometrie wird hier verzichtet, stattdessen werden in Anhang D die Zell- und Oberflächendefinitionen des MCNP Input Decks wiedergegeben, so dass für Kenner der MCNPX Syntax eine Rekonstruktion der geometrischen Annahmen ermöglicht ist.

Zur Berechnung der Leistungsaufnahme der ersten Wand sowie für die Berechnung der Produktionszahlen und Leistungserzeugung in den Blankets wurden die in Tab. 5.2 wiedergegebenen Volumina verwendet. Diese wurden mit Hilfe stochastischer Methoden und mit Hilfe der VOID Karte direkt in MCNP berechnet.

Beschr.	Inboard			Outboard		
	Wandst.	kumulativ	Material	Wandst.	kumulativ	Material
Erste Wand	0.1	0.1	Wolfram	0.1	0.1	Wolfram
Stahlwand	0.67	0.77	Eurofer	0.67	0.77	Eurofer
Kühlung	0.3	1.07	Eurofer (35%) H ₂ O (65%)	0.3	1.07	Eurofer (35%) H ₂ O (65%)
Stahlwand	1.13	2.2	Eurofer (100%)	1.13	2.2	Eurofer (100%)
Blanket 1	12.6	14.8	Pb-17Li (85.4%) H ₂ O (6.9%) Eurofer (7.7%)	15.94	18.14	Pb-17Li (83%) H ₂ O (8%) Eurofer (9%)
Stahlwand	0.8	15.6	Eurofer	0.8	18.94	Eurofer
Blanket 2	12.6	28.2	Pb-17Li (88.6%) H ₂ O (5.4%) Eurofer (6%)	15.94	34.88	Pb-17Li (93%) H ₂ O (3.3%) Eurofer (3.7%)
Stahlwand	0.8	29.0	Eurofer	0.8	35.68	Eurofer
Blanket 3	12.6	41.6	Pb-17Li (92.1%) H ₂ O (3.7%) Eurofer (4.2%)	15.94	51.62	Pb-17Li (93%) H ₂ O (3.3%) Eurofer (3.7%)
Stahlwand	0.8	42.4	Eurofer	0.8	52.42	Eurofer
Blanket 4	12.6	55	Pb-17Li (92.1%) H ₂ O (3.7%) Eurofer (4.2%)	15.94	68.36	Pb-17Li (92%) H ₂ O (3.8%) Eurofer (4.2%)
Stahlwand				0.8	69.16	Eurofer
Blanket 5				15.94	85.1	Pb-17Li (91%) H ₂ O (4.2%) Eurofer (4.8%)
Rückseite	3.0	58	Eurofer (99.46%) H ₂ O (0.54%)	6.0	91.1	Eurofer (99.75%) H ₂ O (0.25%)
Kühlung	9.1	67.1	Eurofer (56%) H ₂ O (44%)	10.9	102.0	Eurofer (56%) H ₂ O (44%)
Kühlung	15.0	82.1	Eurofer (70%) H ₂ O (30%)	15.0	117.0	Eurofer (70%) H ₂ O (30%)

Tabelle 5.3.: Radialer Aufbau der Module I-VI in PPCS-A in den MCNP Modellen nach [Chen et al., 2003a]. Alle Angaben in [cm].

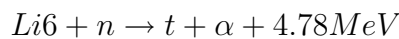
Eingesetzte Materialien

Die Materialzusammensetzungen der einzelnen Module und der darin radial angeordneten Blankets wurde mit dem Mathematica Notebook `Materialcomposition` berechnet, dass für diese Aufgabe entwickelt wurde. Aus einer eingegebenen Materialzusammensetzung und ihren Dichten werden die Atomdichten bzw. Nuklidzusammensetzungen in Gewichts- oder Atomprozent berechnet und anschließend im MCNP Format in ein Input-Deck eingetragen.¹¹⁹ Damit kann sehr bequem eine größere Anzahl an Input-Decks mit verschiedenen Materialzusammensetzungen erzeugt werden (siehe Anhang E).

Die Materialien der einzelnen Abschnitte wurden in MCNP als homogene Mischung entsprechend der Angaben in Tab. 5.3 modelliert (Pb-17Li, H₂O, EUROFER). In den Brutblankets wird Pb-17Li eingesetzt. In der Zusammensetzung mit 17 wt% Gewichtsanteilen Lithium und 83 wt% Blei hat der Schmelzpunkt der Legierung ein Minimum bei 235°C. Die Dichte der Legierung bei einer Temperatur T kann nach [Jauch et al., 1986] mit der empirischen Gleichung

$$\rho_{Pb-17Li}(T) = 10.45 \cdot (1 - 161 \cdot 10^{-6} \cdot T)$$

berechnet werden. Für eine hier angenommene Arbeitstemperatur von 573°K ergibt sich eine Dichte von 9.49 g/cm³.¹²⁰ Das eingesetzte Lithium ist auf 90 wt% Li-6 angereichert¹²¹, da nur Li-6 einen ausreichend hohen Wirkungsquerschnitt für die Tritiumbrutreaktion



aufweist. Der Wirkungsquerschnitt für $Li^7(n, n\alpha)^3H$ ist für ein thermalisiertes Spektrum und bei der hohen Anreicherung von Li-6 weniger relevant (Abb. 5.2, vgl. auch [Zheng und Wu, 2003]).

Im MCNP Modell wurde eine Dichte von Wasser von 1 g/cm³ berücksichtigt.¹²² Bei einer Arbeitstemperatur des Kühlwassers von 300°K und einem Druck von 15 MPa, wie er auch typischerweise in Reaktorkühlsystemen vorkommt, hat das Wasser jedoch eine Dichte von 0.726 g/cm³ (berechnet nach [IAPWS, 2007]). Diese korrigierte Dichte kam nur bei den Abbrandrechnungen in Kap. 5.3.2 zum Einsatz. Je nach Volumenanteil des Wassers kann dies aufgrund der unterschiedlichen Thermalisierung des

¹¹⁹Das Notebook berechnet in allgemeiner Form die Materialzusammensetzung in Atomdichten, Atomprozent und Gewichtsprozent um. Es ist nicht spezifisch für die hier vorgestellten Berechnungen eines Fusionsreaktors. Es können beliebige MCNP- Materialangaben mit dem Notebook berechnet werden.

¹²⁰Die Arbeitstemperatur kann lokal auch höher liegen, wurde hier aber entsprechend der Kühlwassertemperatur angenommen.

¹²¹Natürliches Lithium: Li6 7.59 at%, Li7 92.41 at%.

¹²²In der ersten neutronenphysikalischen Untersuchung des PPCS-A Konzepts [Chen et al., 2003a] wurde ebenfalls mit einer Wasserdichte von 1 g/cm³ gerechnet.

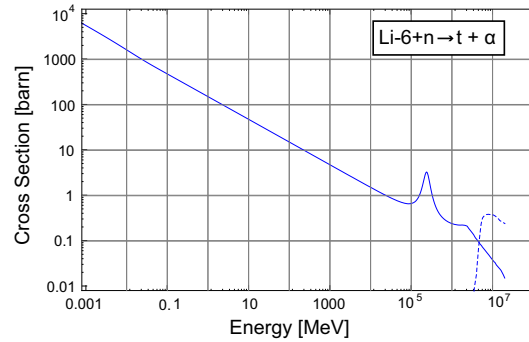


Abbildung 5.2.: Wirkungsquerschnitt der (n,α) Reaktion für Li-6 (FENDL2.1). $\text{Li}^7(n, n\alpha)^3\text{He}$ ist als Vergleich gestrichelt dargestellt (JEFF3.0/A).

Spektrums einen Unterschied in den mit MCNP berechneten makroskopischen (n,γ) -Einfangsquerschnitten von 20% ausmachen.¹²³ Die Modellierung von Wasser mit unterschiedlicher Dichte in den Blankets gibt damit auch eine grobe Abschätzung der Unsicherheit mit der die Modellierung und damit die berechneten Produktionszahlen in Kap. 5.3.1 durch die einfache Ersetzung der Wandstrukturen durch homogene Mischungen behaftet sind.¹²⁴

Das eingesetzte Uran wurde als metallisches natürliches Uran angenommen mit einer Dichte von 19.05 g/cm^3 und anstatt des entsprechenden Volumenanteils der Pb-17Li Legierung in der modellierten homogenen Mischung berücksichtigt.

Die Legierung des Strukturmaterials EUROFER wurde mit der Zusammensetzung in Tab. 5.4 bei einer Dichte von 7.610 g/cm^3 berücksichtigt [Magaud und Vagueres, 2002]. Die genaue Zusammensetzung der Legierung schwankt von Hersteller zu Hersteller und unterliegt fortlaufender Forschungsarbeit.

Zwar ist das Material der ersten Wand entscheidend für einen tatsächlichen kommerziellen Betrieb des Reaktors, in den hier vorgestellten Simulationen spielt das Material der äußeren Beschichtung der ersten Wand allerdings nur eine untergeordnete Rolle, da es mit einer Stärke von 1 mm kaum Einfluss auf den Neutronenfluss hat und die Hauptwärmebelastung in der hinter der ersten Beschichtung liegenden Kühlstruktur anfällt (Vgl. Tab. 5.3). In den Rechnungen wurde Wolfram eingesetzt bzw. die Oberflächenschicht der ersten Wand blieb leer.

¹²³ Für ein Volumenanteil von 0.1 vol% Natururan in der Mischung beträgt die Produktionsrate $R_{\text{Pu}239} = 8.56 \cdot 10^{-1} \text{ kg/a}$ im ersten Blanket des zweiten Moduls ($\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \text{ g/cm}^3$) bei einer Wasserdichte von $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0.73 \text{ g/cm}^3$ jedoch nur $R_{\text{Pu}239} = 7.26 \cdot 10^{-5} \text{ kg/a}$.

¹²⁴ Typischerweise gilt das eine solche Homogenisierung nur dann zulässig ist, wenn die mittlere freie Weglänge der Neutronen in etwa den Abmessungen der Geometrie entspricht. Dies ist hier nicht immer der Fall.

Alle Materialien wurden mit den Wirkungsquerschnitten der FENDL Wirkungsquerschnittsbibliothek berücksichtigt [Wienke und Herman, 1998].¹²⁵

C	0.11	Cr	8.96	Mn	0.49	Ni	0.02	Ta	0.14	N	0.021
Si	0.04	W	1.08	V	0.20	P	<0.005	S	0.004	Fe	88.93

Tabelle 5.4.: Zusammensetzung von EUROFER97 (wt%), wie sie im MCNP Modell verwendet wurde [Magaud und Vagueres, 2002].

5.2.3. Definition der Neutronenquelle

Die Modellierung der Neutronenquelle hat entscheidenden Einfluss auf die räumliche Verteilung der im Plasma erzeugten Neutronen und damit auf die Leistungsverteilung in den einzelnen Modulen. In [Chen et al., 2003a] wird hierfür eine FORTRAN Subroutine eingesetzt, die am UKAEA in Culham entwickelt wurde, für die vorliegende Arbeit jedoch nicht zur Verfügung stand. Im vorliegenden MCNP Modell wurde die exakte statistische Simulation der Quellneutronen ersetzt durch die Modellierung von fünf Zellen mit unterschiedlicher aber je konstanter Quellintensität [Chen und Wu, 2003].

Beiden Ansätzen liegt folgende Überlegung zugrunde:

Die Neutronenrate S des Plasmas eines Tokamak ist gegeben durch

$$S(n, T) \propto n^2 R(T) \propto n^2 T^\gamma$$

mit der maxwellschen Reaktionsrate $R(T)$ der Ionendichte n und Plasmatemperatur T , wobei $\gamma = 6.66/T^{1/3} - 2/3$ selbst temperaturabhängig ist [Jarvis, 1994].¹²⁶

Die räumliche Verteilung von n und T ist gegeben durch

$$\begin{aligned} n(\rho) &= n_o (1 - \rho^2/a^2)^\alpha \\ T(\rho) &= T_o (1 - \rho^2/a^2)^\beta \end{aligned}$$

mit der zentralen Ionendichte n_o , der zentralen Plasmatemperatur T_o , dem poloidalen maximalen Plasmaradius a und dem Radiusparameter ρ . α und β sind Konstanten und

¹²⁵Für die Wirkungsquerschnitte von Schwefel, Vanadium und Uran wurden die E6-Bibliotheken bei einer Temperatur von 600K verwendet [Gil, 2001].

¹²⁶Die Konstante 6.6 gilt nur für D-T Reaktionen.

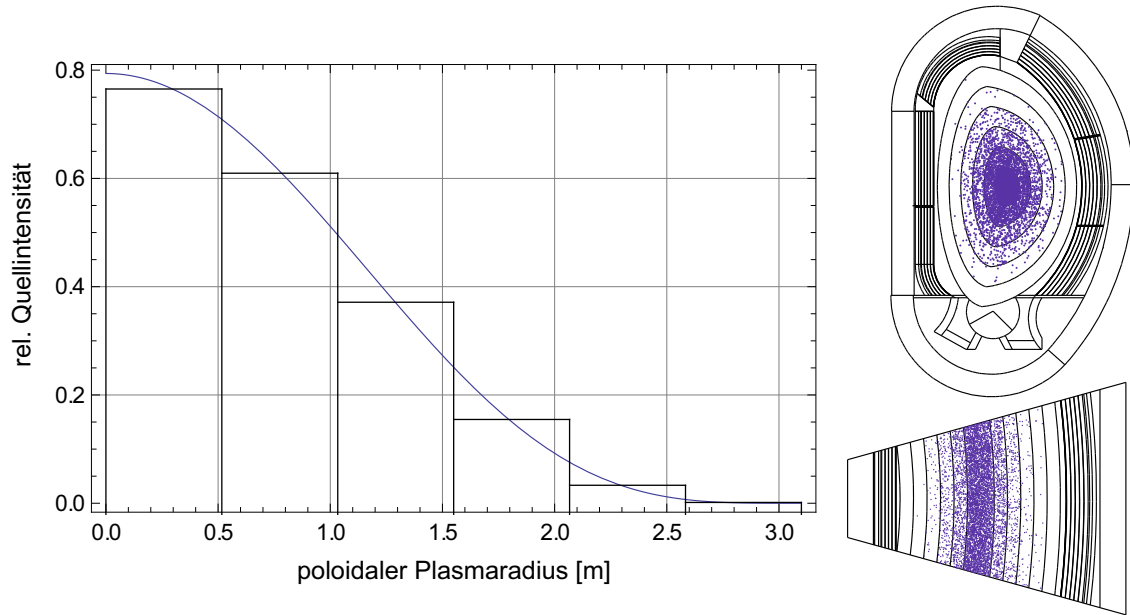


Abbildung 5.3.: Aufteilung der Quellintensität in 6 Zonen konstanter Intensität. In den entsprechenden MCNP Zellen werden die Startneutronen mit einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung gestartet.

basieren auf der Fusionsleistung der mittleren Ionendichte und der Plasmatemperatur. Die räumliche Verteilung des Plasmas kann dann durch

$$S(\rho) = S_0(1 - \rho^2/a^2)^\psi \quad (5.1)$$

beschrieben werden wobei der Peaking Faktor in [Chen et al., 2003a] mit $\psi = 4$ angegeben wird.

Die Konturflächen konstanter Emissivität sind gegeben durch

$$R = R_0 + \rho \cos(\theta + \epsilon \sin\theta) + \delta(1 - \rho^2/a^2) \quad (5.2)$$

$$Z = k\rho \sin\theta \quad (5.3)$$

mit dem toroidalen Radius R_0 , der Plasmaelongation k , der Triangularität ϵ dem radialen Plasmashift δ und dem poloidalen Winkel θ . Die so beschreibbaren Konturflächen des Plasmas haben ein D-förmiges Aussehen (Abb. 5.4). Nach den Gl. 5.1 bis 5.3 wird

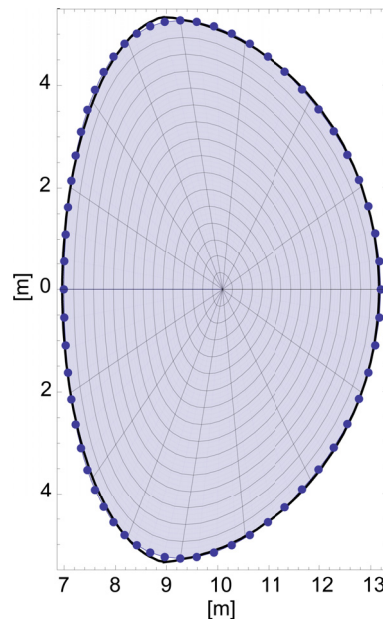


Abbildung 5.4.: Äußere Kontur des Plasma nach Gl. 5.3 mit Daten aus Tab. 5.1. Gezeigt werden auch die angefitteten Ellipsenflächen für die MCNP Modellierung.

in der FORTRAN Subroutine in [Chen et al., 2003a] der Ort und die Geschwindigkeit jedes Startneutrons berechnet.

In [Chen und Wu, 2003] werden verschiedene Methoden, die Intensitätsverteilung der Neutronen in MCNP zu simulieren, miteinander verglichen.¹²⁷ Es wurde gezeigt, dass mit Hilfe einer Einteilung des Plasmavolumens in mehrere Zellen konstanter Neutronenintensität bei gleichzeitiger Verwendung eines Muirgeschwindigkeit-Gaussfusionsspektrums das direkte Sampling der Startneutronen durch eine Subroutine nach den Gl. 5.1 bis 5.3 innerhalb einer Genauigkeit von 10% bezüglich der resultierenden Neutronenbelastung für die erste Wand reproduziert werden kann. Diesem Vorschlag folgend wurde für die hier vorgestellte MCNP Modellierung von PPCS-A das Plasmavolumen in sechs radiale Zonen mit jeweils konstanter Quellintensität aufgeteilt (Abb. 5.3).

Die mit Gl. 5.3 bezüglich der Radien von $n \cdot 0.517$ m ($n = 1 - 6$) gewonnenen Flächen wurden dann entsprechend der in Kap. 4.4.1 vorgestellten Methode mit zwei Ellipsen für den Innen- und Aussenradius gefittet und in MCNP als toroidale Flächen implementiert. Abb. 5.4 zeigt den so gewonnenen Fit für die maximale Plasmaausdeh-

¹²⁷Die Autoren haben eine Linienquelle, eine einzelne Startzelle, multiple Startzellen konstanter Intensität und Sampling nach Gl. 5.1 bis 5.3 für das Design des chinesischen HT-7U Tokamak implementiert.

nung.¹²⁸

Die Startneutronen werden im Plasmavolumen isotrop mit einer Energieverteilung der Neutronen entsprechend eines Muirgeschwindigkeit-Gaussfusionsspektrums modelliert, die in MCNP als ein mögliches Energiespektrum zur Verfügung steht.

$$p(E) = C \cdot \exp\left(-\frac{E^{1/2} - E_{DT}^{1/2}}{T^2}\right),$$

mit der mittleren Temperatur $T = 22$ keV und der Energie E_{DT} der D-T Fusion, die von MCNPX berechnet wird.

Die gesamte Umsetzung der Quelldefinition in MCNP ist in Anhang D wiedergegeben.

Normierung

Die volle thermische Leistung von 5.5 GW_{th} wird durch die entstandenen Neutronen und α -Teilchen in der ersten Wand bzw. auf dem Divertor deponiert. Die DT-Reaktion erzeugt 14.1 MeV Neutronen und 3.5 MeV ^4He als Edukte, mit einem Energieverhältnis von 4:1. Entsprechend verteilt sich die Leistung im Reaktor auf 4.4 GW durch Neutronen und 1.1 GW durch ^4He deponierte Leistung, bei einer Gesamtleistung von 5.5 GW .

In den nachfolgenden MCNP Rechnungen wird daher für die Berechnung der Produktionsraten aus den F4-Tallies (Kap. 3.1.4) eine im Plasma entstandene Neutronenrate R_n verwendet:

$$R_n = \frac{4400 \text{ MW}}{14.1 \text{ MeV/Neutron} \cdot 1.6022 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV}} = 1.95 \cdot 10^{21} \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}}$$

Da nur ein 20° Sektor modelliert wurde, ist noch ein Faktor 18 zu berücksichtigen, so dass die von MCNP pro Startneutron ausgegebenen Zählraten (Tallies) für einen einzelnen Sektor mit dem Normierungsfaktor

$$Norm = 1.08 \cdot 10^{20} \frac{\text{Neutronen}}{\text{s}} \quad (5.4)$$

zu multiplizieren sind.¹²⁹

¹²⁸Die Plasmaausdehnung des poloidalen maximalen Plasmaradius im MCNP Modell ist mit $a = 3.1 \text{ m}$ etwas geringer als in der PPCS-A Reaktorkonzeptstudie. Die Form ist auch nicht exakt, da der untere Schnittpunkt zum Ableiten der Asche auf den Divertor nicht mit modelliert wurde.

¹²⁹In [Chen et al., 2003a] wird angenommen, dass der Leistungsanteil der im Divertor aufprallenden α -Teilchen 23% der durch Neutronen auf die erste Wand deponierten Energie ist, so dass die Autoren

5.2.4. Leistungsbelastung der ersten Wand

Die Leistungsbelastung der ersten Wand (neutron wall loading) wurde in MCNP durch F2-Neutronenstromtallies bestimmt, indem um das Zentrum des Plasmas bei (393.2 cm, 0 cm, 85 cm) herum¹³⁰ eine poloidale Winkerteilung in 10° Schritten eingeführt wurde und die Neutronenströme aus dem Plasma über die durch diese Winkel eingeschlossenen Oberflächen der ersten Wand gezählt wurden. Als unterer Abschluss der Plasmakammer wurde dabei die horizontale Fläche ($z = -399$ cm) gewählt und der Neutronenstrom durch diese Fläche gezählt. Gezählt wurde durch Einsatz der MCNP VOID Karte ausschließlich direkt im Plasma erzeugte Neutronen (14.1 MeV).

Es ergibt sich eine mittlere Belastung der ersten Wand von 2.56 MW/m^2 . Dies entspricht der Modellierung nach [Chen et al., 2003a]. Durch die verschiedenen verwendeten Neutronenquellen in den hier vorgestellten Rechnungen und in [Chen et al., 2003a] weicht die Winkelverteilung der Neutronenbelastung jedoch deutlich voneinander ab. Während in [Chen et al., 2003a] die Hauptbelastung an der Aussenwand (outboard) zu verzeichnen ist, wird die Hauptbelastung in der oben vorgestellten Quellmodellierung mit sechs Zonen konstanter Quelldichte an der Innenwand deponiert (Abb. 5.5).

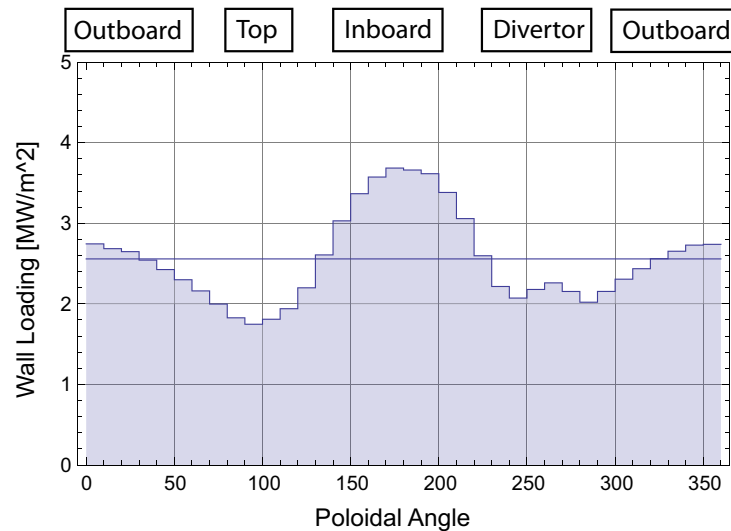


Abbildung 5.5.: Leistungsbelastung der ersten Wand in Abhängigkeit vom poloidalen Winkel.

dort ein Neutronenrate von $R_{nChen} = 1.88 \cdot 10^{21} \text{ Neutronen/s}$ verwenden.

¹³⁰Der Koordinatenursprung in MCNP liegt an der unteren äußeren Kante des Moduls II. Das Zentrum des Plasmas liegt dann im MCNP Koordinatensystem bei (393.2 cm, 0 cm, 85 cm), siehe Abb. 5.1.

Zusätzlich ist noch folgender Effekt zu berücksichtigen. Um den Einfluss der benachbarten 20° Sektoren im MCNP Modell zu berücksichtigen, reflektieren die Seitenflächen des Torusausschnitts aufprallende Neutronen. Dies entspricht der Annahme, dass aus den anderen Sektoren Neutronen in den im Modell fokussierten Sektor eindringen, die entweder direkt aus der isotropen Plasmaquelle stammen, oder die von der ersten Wand anderer Sektoren entsprechend reflektiert wurden. Leakage aus dem MCNP Modell kann daher nur über den inneren oder äußeren Shield erfolgen (In Abb. 5.6 ganz rechts oder ganz links). Zwar wurde für die stochastische Berechnung der Volumina und Oberflächen die Reflexion abgeschaltet, bei der Berechnung der Leistungsbelastung der ersten Wand führt dies jedoch durch die Leakage der Neutronen aus der MCNP Geometrie zu einer Übergewichtung der in Richtung der ersten Wand gestarteten Neutronen. Zwar könnte die Leakage der Neutronen über die Seitenflächen des Torusausschnitts ebenfalls gezählt werden, eine Renormierung der Leistungsbelastung wäre allerdings nur durch Kenntnis der Winkelverteilung dieser Neutronen und entsprechende Zuordnung zu einem der Oberflächentallies möglich. Dies ist für den Zweck der hier verfolgten Fragestellung allerdings nicht vonnöten.

Abb. 5.6 veranschaulicht den durch die Reflexion verursachten Fehler bei der Berechnung der Leistungsbelastung. Einige der isotrop gestarteten Neutronen werden durch die Reflexion der Seitenflächen beim Durchqueren von mehr als einer Oberfläche gezählt. Der Fehler durch zuviel gezählte Neutronen beträgt etwa 5%,¹³¹ wurde jedoch in den Berechnungen zur Plutoniumproduktion nicht korrigiert, da eine genaue Zuteilung der doppelt gezählten Neutronen zum jeweiligen Raumwinkel und zur Startzelle viel zu aufwändig wäre.¹³²

Die soeben beschriebene Korrektur kann jedoch ebenfalls nicht die Diskrepanz zwischen den hier vorgestellten und den Ergebnissen in [Chen et al., 2003a] erklären.¹³³ Der Schluss liegt Nahe, dass entweder für den Fall des PPCSA Konzepts die in [Chen und Wu, 2003] erfolgreich erprobte Methode der Einteilung des Quellbereich in Zonen konstanter Neutronenintensität nicht dieselben Resultate erzielt, wie das direkte Sampling von Quellteilchen entsprechend der Gl. 5.1 und 5.3 durch eine Fortran Subroutine in MCNP. Oder dass die Positionierung des Plasmazentrums bei (393.2 cm, 0 cm, 85 cm) nicht der Positionierung in [Chen et al., 2003a] entspricht, sondern zu nah an den

¹³¹Eine Analyse der Wegstrecke der ersten 200 Neutronen ergab 5 Neutronen, die auf diese Weise reflektiert wurden. In Abb. 5.6 sind zwei typische Wege dargestellt. Beide Neutronen werden insgesamt dreimal beim Durchqueren der ersten Wand gezählt. Bei 5 Neutronen ergibt dies einen Fehler von 10 zuviel gezählten Ereignissen von 200, also etwa 5%.

¹³²Die MCNP Simulation zur Berechnung des Fehlers durch Reflexion verwendet keine Materialien. Beim Einsatz von Material in das Reaktormodell ist der Fehler wesentlich geringer, da die meisten der Neutronen dann auf Materie treffen, Reaktionen ausführen und Neutronenwege wie Abb. 5.6 nur noch für wenige Neutronen vorkommen können.

¹³³Der Fehler durch Reflexion kann bei der Berechnung des Neutronenflusses durch Oberflächen (F2-Tally) durch Einsatz der MCNPX Cosine Card und Zählung der ausschließlich im Winkelbereich von 90° zur Flächennormalen auftreffenden Neutronen verhindert werden, konnte jedoch in die hier vorgestellten Berechnungen zur Leistungsbelastung nicht mehr implementiert werden.

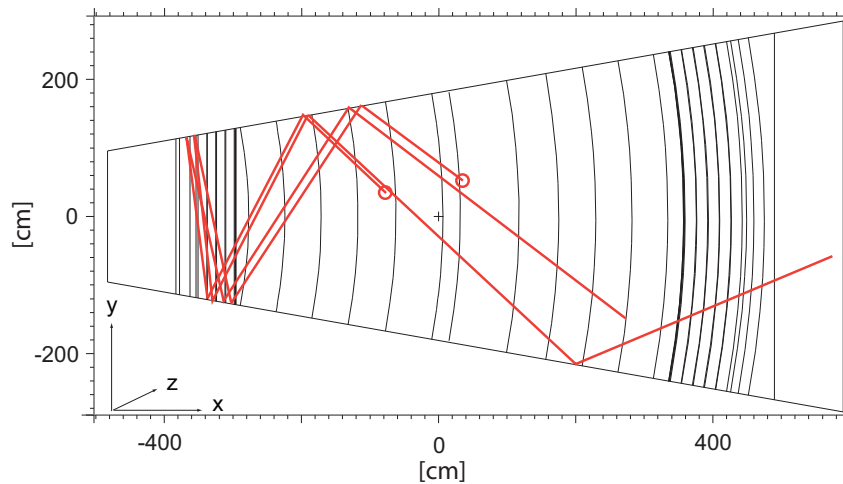


Abbildung 5.6.: Mehrfache Zählung von Neutronen durch Reflexion an den Seitenwänden.

Inboard-Modulen liegt. Für weitere Untersuchungen in der Zukunft, vor allem der Materialaktivierung, sollte daher ebenfalls eine solche Quellsubroutine entwickelt werden bzw. eine Sensitivitätsanalyse der Positionierung des Plasmazentrums auf die Leistungsbelastung durchgeführt werden. Für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung hat die poloidale Leistungsbelastung der ersten Wand zwar Einfluss auf die Neutronenverteilung und damit auf mögliche Produktionskapazitäten der verschiedenen Module I-VI. Durch die Annahme einer homogenen Mischung der Wandmaterialien in den verschiedenen Zonen ist die örtliche Auflösung der Modellierung jedoch begrenzt und die genaue Position und der Wert der Spitzenlast nicht unbedingt entscheidend.¹³⁴ In zukünftigen Untersuchungen zu Bewertung realistischer Möglichkeiten der Plutoniumproduktion an unterschiedlichen Orten im Reaktor, wie sie die vorgelegte Untersuchung nicht leisten kann, sollte dies jedoch Beachtung finden.

5.2.5. Flussprofil und Energiespektren

Die höchste Neutronenflussbelastung eines Fusionsreaktors erfolgt auf den ersten Zentimetern der ersten Wand. Dies ist vor allem auf die hohe Zahl an elastischen und inelastischen Stößen zurückzuführen, die Neutronen zurück in die Reaktorkammer reflektieren, so dass die Neutronen dann auf einer anderen Stelle der ersten Wand erneut aufprallen. Abb. 5.7 zeigt die über die Volumina der Wandabschnitte gemittelten radialen Flussverläufe für die Module I-VI. Die Belastung auf den ersten 10 Zentimetern

¹³⁴In [Chen et al., 2003a] wird eine Outboard Spitzenlast von 3.05 MW/m^2 , Inboard 2.69 MW/m^2 angegeben. In der hier vorgestellten Modellierung ist Outboard eine Spitzenlast von 2.74 MW/m^2 und Inboard von 3.68 MW/m^2 errechnet.

für die Strukturen der ersten Wand ist auch wegen des sehr harten Spektrum bei Spitzenflüssen in der Größenordnung von 10^{15} Neutronen/cm²s sehr hoch. Der Fluss in den Outboard-Modulen liegt in den plasmafernen hinteren Abschnitten der Wand leicht höher als Inboard. In den Inboard Wänden sind die Flüsse in plasmafernen hinteren Bereichen der Module noch wesentlich höher als bei den Outboard-Modulen. Hier wird eine gute Abschirmung notwendig, um die supraleitenden Magnetspulen vor hohen Neutronenflüssen zu schützen.¹³⁵

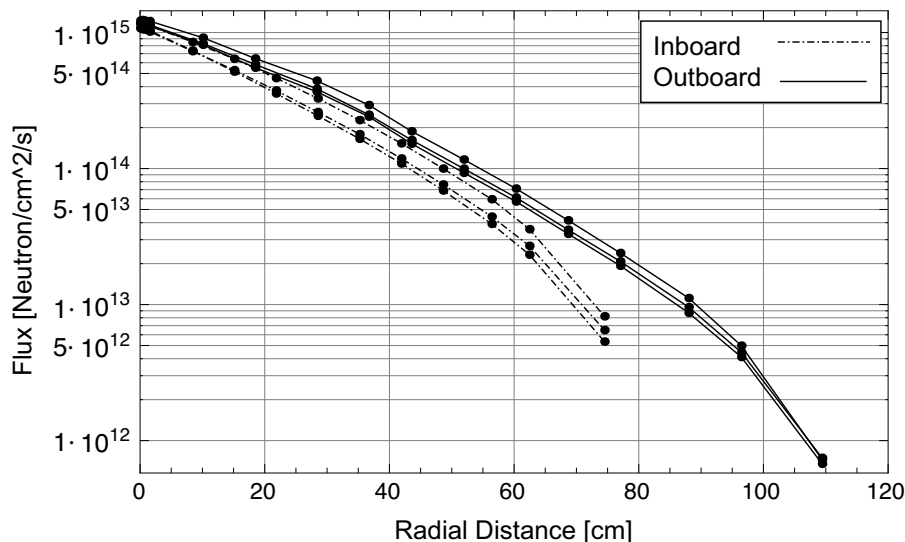


Abbildung 5.7.: Radiales Flussprofil in den Modulen I-VI ermittelt mit MCNP. Die Punkte repräsentieren die Flüsse in der Mitte der einzelnen Wandabschnitten nach Tab. 5.3. (R=0 entspricht der Oberfläche der ersten Wand).

Das Energiespektrum in den Blanketsegmenten ist ebenfalls sehr hart, da Neutronen in Blei sehr viele Stöße (ca. 2000)¹³⁶ zur Moderation von 14.1 MeV auf thermische Energien benötigen. Wasser ist ein wesentlich besserer Moderator (20 Stöße zur Thermalisierung), so dass in den Modulabschnitten mit einem relativ hohem H₂O-Anteil in der Materialmischung ein deutlich thermalisiertes Spektrum zu sehen ist. Abb. 5.8 zeigt ein typisches Spektrum für das Modul III (Inboard, Mittelebene) für die erste Wand und für das erste Pb-17Li gefüllte Blanket. Durch den Wasseranteil in den Kühlrohren in der ersten Wand¹³⁷ ist der Anteil der thermischen und epithermischen Neutronen im Vergleich zu den geringeren Wasseranteilen im ersten Brutblanket angehoben. Deutlich

¹³⁵Eines der Ergebnisse von [Chen et al., 2003a] war, dass die vorgesehene Abschirmungsstärke (Blankets und Abschirmung) von 80 cm im PPCS-A Design hinter den Inboard-Modulen um 20 cm auf ca. 100 cm verstärkt werden musste.

¹³⁶Das logarithmische Energiedekrement lässt sich für schwere Kerne durch $\xi = 2/(A+2/3)$ berechnen. Die Anzahl der Stöße von 14 MeV auf 0.025 eV ist dann gegeben durch $N = \text{Log}(14.1 \cdot 10^6 / 0.025) / \xi$.

¹³⁷Vgl. Tab. 5.3.

ist auch der 14.1 MeV Peak zu erkennen, der in den hinteren Wandabschnitten seine Ausprägung verliert. Als Vergleich ist das Spektrum eines typischen Leichtwasserreaktors mit einem stark thermalisierten Spektrum dargestellt, deutlich ist so der „fehlende“ thermische Anteil im Spektrum zu erkennen.¹³⁸

In den hinteren Blankets (nicht dargestellt) ist das Spektrum im wesentlichen gegenüber dem Spektrum im ersten Blanket unverändert, nur die Absolutwerte nehmen entsprechend den Abb. 5.7 dargestellten Flussverläufen ab. In den letzten Abschnitten des Moduls bzw. im Schild/Kühlung der Rückwärtigen Wand liegt dann aufgrund des hohen Wasseranteils wieder ein thermisches Spektrum vor.

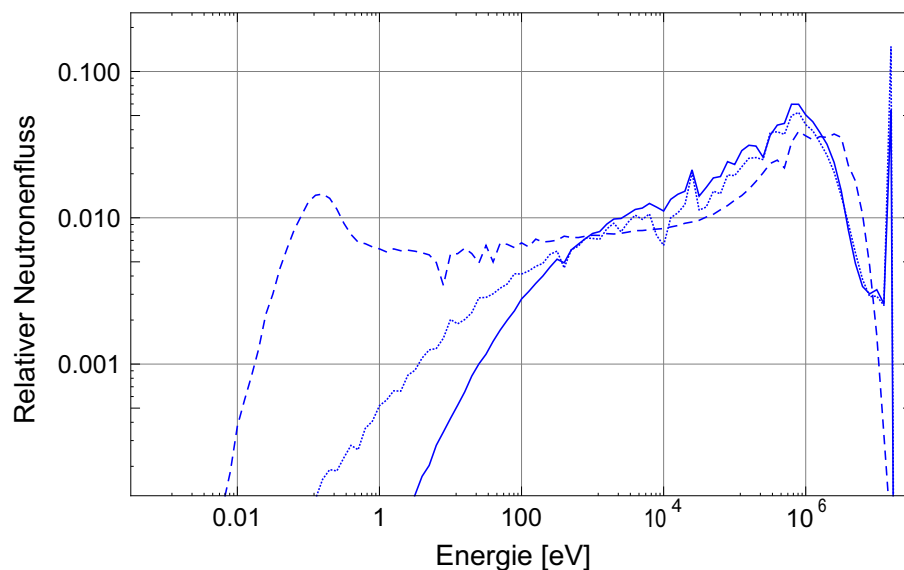


Abbildung 5.8.: Normalisiertes Energiespektrum der Neutronen im Modul III in Lethargie-Darstellung im der ersten Wand (...), im ersten Brutblanket (—) und zum Vergleich in einem typischen Leichtwasserreaktor mit Uranbrennstoff (- -) [Pistner, 1998].

Durch eine Beimischung von Uran in die Blanketabschnitte der Module I-VI wie im Folgenden untersucht (siehe hierzu vereinfachende Annahmen Kap. 5.3.1), verändert sich das Spektrum nur unwesentlich (Abb. 5.9). Selbst mit einer Uranbefüllung von 10% Volumenanteil an der Pb-17Li Legierung ist das typische Spektrum der Pb-17Li Legierung kaum beeinflusst. Der thermische Anteil und epithermische Anteil ist leicht erhöht, und es sind leichte Einflüsse der Resonanzen von Uran ab 1 eV zu sehen.

Abb. 5.10 zeigt schließlich den Einfluss von Uranbeimischungen auf den radialen Flussverlauf im ausgewählten Modul-IV für verschiedene Beimischungen von Uran in den

¹³⁸Daten aus [Pistner, 2006] für Uranoxid Zelle in unendlichem Gitter.

Blankets des Moduls. Die Unterschied in den Flussverläufen sind marginal, dominierend ist weiterhin der Einfluss der Pb-17Li Legierung. Ab 5 vol% Beimischung steigt der Fluss durch die Beimischung von Uran in den plasmanahen Bereichen an, da sich durch die zusätzlichen Spaltungen die Neutronenpopulation erhöht. Kompensiert wird dieser Effekt durch andere Einfangprozesse im Uran, die die Neutronenpopulation vermindern. Im hinteren Bereich des Moduls führt daher bei den geringen Flussstärken der parasitäre Neutroneneinfang zu leicht reduzierten Flussverläufen.

Insgesamt ist damit gezeigt, dass der Einfluss der Veränderung des Spektrums und der Flussverläufe durch Uranbeimischungen nur geringen Einfluss auf eine mögliche Plutoniumproduktion haben wird.

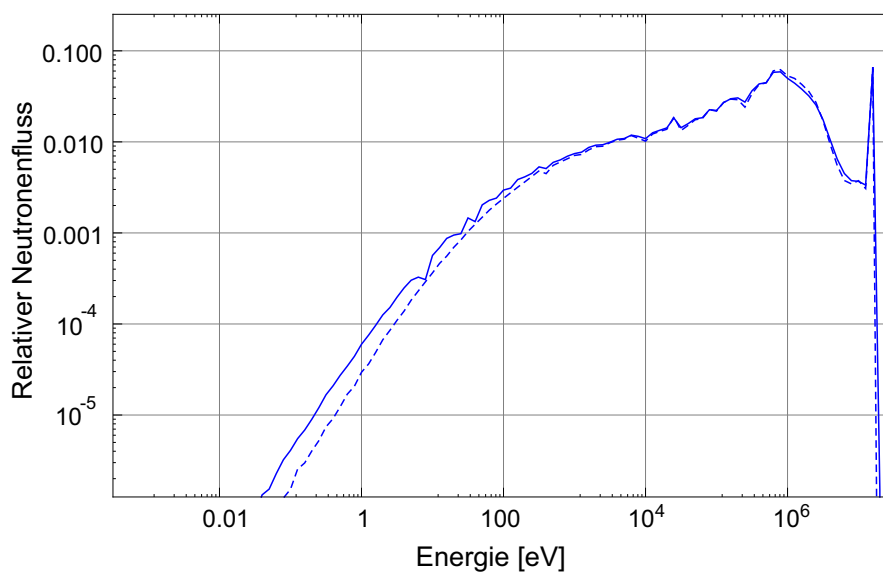


Abbildung 5.9.: Normalisiertes Energiespektrum der Neutronen im plasmanächsten Blanket von Modul III in Lethargie-Darstellung für eine Uranbefüllung von 10% in allen Modulen (—). Zum Vergleich ohne Uranbefüllung (- -).

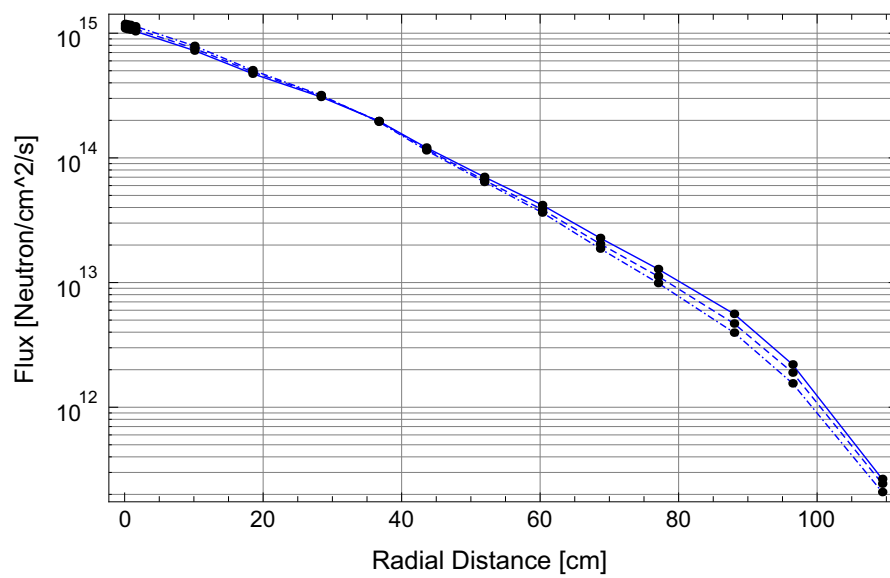


Abbildung 5.10.: Radialer Flussverlauf im Module IV für 10% (---), 5% (- -) und 1% (—) (vol%) Uranbeimischung. Flussverläufe mit geringeren Beimischungen sind identisch mit dem 1% (—) Verlauf.

5.2.6. Tritiumproduktion

Zur Aufrechterhaltung des Betriebs eines Fusionsreaktors muss mehr Tritium erbrütet werden als im Plasma verbraucht wird. Das Tritiumbrutverhältnis (tritium breeding ratio - TBR), das Verhältnis von verbrauchtem zu erbrütetem Tritium, muss also größer als eins sein. Bei einer Neutronenrate von $R_n = 1.95 \cdot 10^{21}$ Neutronen/s beträgt die Verbrauchsrate an Tritium $R_{H3}^v = 9.77 \cdot 10^{-3}$ g/s. Im Reaktor wird demnach 844 Gram Tritium pro Tag verwendet oder 231 kg pro Jahr (75% Auslastung). Das gesamte Inventar im Reaktor liegt bei mindestens 25 kg, da Vorratshaltung für etwa einen Monat vorgesehen ist.

Tritium ist aufgrund seiner Verwendbarkeit zum Boosten von Kernwaffen ebenfalls ein kernwaffenrelevantes Material, dessen Nutzung daher in proliferationspolitischer Hinsicht problematisch ist [Kalinowski, 1995, 2004]. Im Rahmen der hier vorliegenden Untersuchung kann auf eine Darstellung der Details der Tritiumhandhabung, Lagerung, sowie auf die Möglichkeiten zur Abzweigung von Tritium und der Materialbilanzierung in einem Fusionsreaktor nicht eingegangen werden. Da Mengen von wenigen Gramm Tritium zum Boosten einer Kernwaffe ausreichen und angesichts der großen Mengen an Tritium im gesamten Reaktor ist es klar, dass im Bezug auf eine mögliche Materialbilanzierung sehr hohe Erfordernisse bezüglich der Messgenauigkeit erforderlich sein werden und damit die Implementierung eines Überwachungsregimes sehr schwierig wird.

Aufgrund des radioaktiven Zerfalls ($T_{1/2} = 12.3$ a) und aufgrund von Leckage des hochflüchtigen Tritiums sind TBR von mindestens 1.06 für den Betrieb eines Reaktors nach dem Konzept PPCS-A notwendig [Maisonnier et al., 2005].

Im Modell PPCS-A wird der wesentliche Anteil an Tritium durch die $Li^6(n, \alpha)^3H$ -Reaktion produziert. Mit MCNP wurde hierfür eine Tritiumproduktionsrate für den gesamten Torus von $R_{H3}^p = 11.82 \cdot 10^{-3}$ g/s für das hier vorgestellte MCNP Modell (20°-Sektor) von PPCS-A berechnet. Das Tritiumbrutverhältnis beträgt damit¹³⁹

$$TBR = R_{H3}^p / R_{H3}^v = 1.23$$

Das TBR wurde ausgehend von den im 20°-Ausschnitt ermittelten MCNP-Ergebnissen berechnet. In [Chen et al., 2003a] wird ein TRB von 1.06 angegeben. Die Diskrepanz liesse sich dadurch erklären, dass anscheinend nicht der gesamte Reaktor vollständig mit Blankets zur Tritiumproduktion ausgestattet ist, sondern jeder zweite Sek-

¹³⁹Unter Berücksichtigung der Wasserdichte von $\rho_{H2O} = 0.73$ g/cm³ TBR=1.21.

tor Ports beinhaltet. Dadurch ergäbe sich für den gesamten Reaktor ein niedrigeres TBR.¹⁴⁰

Im Bezug auf eine mögliche Plutoniumproduktion ist vor allem relevant, dass der parasitäre Neutroneneinfang durch U-238 das TBR des Reaktors senken und sich daher eine Randbedingung für einen maximal sinnvollen Urananteil in den Blanketmodulen des Reaktors ergeben kann.¹⁴¹ Den Einfluss von Uranbeimischungen auf das TBR zeigt Abb. 5.11. Geringe Beimischungen an Uran erniedrigen das TBR geringfügig. Der parasitäre Neutroneneinfang durch Uran wirkt sich dann jedoch bei Beimischungen im Bereich um ca. 1 vol.% Natururan in den Blankets der Module aus, so dass sich das TBR um ca. 0.02 insgesamt verringert.¹⁴² Das TBR wurde für den gesamten Reaktor berechnet, für ein einzelnes 20° Segment oder nur einzelne Module ist die Verringerung des TBR bezogen auf den gesamten Reaktor nicht von großer Bedeutung. Beimischungen von 5-10% Uran erhöhen hingegen vor allem durch den höheren Fluss, aber auch durch zunehmende Thermalisierung des Spektrums, das TBR deutlich um bis zu 0.04.

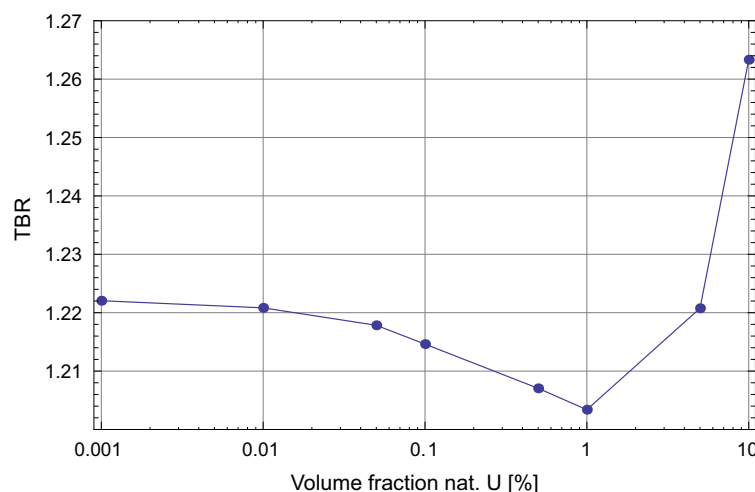


Abbildung 5.11.: Tritiumbrutverhältnis in Abhängigkeit von der Volumenkonzentration an Natururan in den Blankets aller Module.

¹⁴⁰Siehe hierzu Fussnote 116. Dies würde für den in Fussnote 116 angesprochenen Korrekturfaktor 0.875 ergeben.

¹⁴¹Das prinzipielle Argument ist [Balloni, 2008] zu verdanken. Dort wird auch argumentiert, dass zum Erreichen der TBR auch angereichertes Uran verwendet werden kann.

¹⁴²Dies könnte durchaus problematisch für PPCS-A, falls der Korrekturfaktor von 0.85 mit einbezogen wird (siehe Fussnote 116 und 140), da 1.06 das Minimum des notwendigen TBR ist.

5.2.7. Leistungsdeponierung

Nachdem im letzten Abschnitt eine mögliche Limitierung von Uranbeimischungen durch parasitären Neutroneneinfang, der das Tritiumbrutverhältnis senken könnte, besprochen wurde, wird nun eine zweite denkbare Limitierung durch Erhöhung der Leistung bei Einsatz von Uran im Fusionsreaktor diskutiert. Die insgesamt durch die erste Wand transportierte Energie der Neutronen wird in der gesamten Reaktorstruktur (Module, Divertor, Abschirmung, Struktur) deponiert. Da ein Teil der deponierten Energie auch durch Photonen transportiert wird, wurden für die hier interessierende zeitunabhängige Leistungsdeponierung gekoppelte Neutronen-Photonen Transportrechnungen mit MCNP durchgeführt. Tab. 5.5 listet die Leistungsanteile in den Modulen I-VI, anderen Bauteilen und im Reaktor insgesamt auf. Auf eine detaillierte Darstellung der örtlichen Leistungsdeponierung in den verschiedenen anderen Reaktorstrukturen wird an dieser Stelle verzichtet, da sie im Rahmen der hier vorgelegten Fragestellung nicht primär relevant sind.¹⁴³ Der radiale Trend in den einzelnen Modulen ist in allen Modulen ähnlich. Etwa die Hälfte der insgesamt in einem Modul deponierten Energie wird im ersten plasmanächsten Blanket produziert. Hier sind die Kühlerfordernisse besonders hoch. Im zweiten Blanket wird nur noch ein Drittel der Energie des ersten Blankets abgegeben. Im Divertor hingegen wird bezogen auf das Volumen und die Oberfläche sehr viel Leistung deponiert. Insgesamt ergibt sich damit in dem hier betrachteten Modell eine deponierte Energie von 5.04 GW und damit bezogen auf die Ausgangsleistung der Neutronen von 4.4 GW eine Energiemultiplikation von 1.14.¹⁴⁴

Im Fusionsreaktorkonzept PPCS-A wird durch die Anwesenheit von Blei im Brutblanket und den relativ hohen (n,2n) Wirkungsquerschnitt für Neutronen mit Energien > 7.4 MeV von Blei eine effektive Neutronenmultiplikation erzielt, da in einigen Blankets mehr Neutronen entstehen, als durch die Oberfläche eindringen. Die gemittelte Neutronenmultiplikation, also das Verhältnis der nuklearen Leistung die in den Modulen deponiert wurde (Tab. 5.5) zur in die Wand des entsprechenden Moduls strömenden Neutronenleistung (Abb. 5.5), beträgt insgesamt 1.06.¹⁴⁵

Im Falle von Uranbeimischungen in die Pb-17Li Legierung zur Plutoniumproduktion (siehe hierzu auch vereinfachende Annahmen Kap. 5.3.1) muss ebenfalls die zusätzlich durch die Uranspaltungen erzeugte Leistung abgeführt werden können. Generell sind zwar Kühlsysteme so ausgelegt, dass allein aus sicherheitstechnischen Gründen

¹⁴³Die Tallies wurden in allen hier vorgestellten Materialzusammensetzungen mitberechnet und stehen zur Verfügung.

¹⁴⁴In [Chen et al., 2003a] wird eine Energiemultiplikation von 1.23 angegeben. Der Unterschied ist vor allem auf die geringere Leistungsdeponierung im hier vorgestellten Modell des Divertors zurückzuführen.

¹⁴⁵In [Chen et al., 2003a] wird eine Neutronenmultiplikation von 1.14 angegeben. Der Unterschied ist hauptsächlich auf die näherungsweise Quelldefinition in Kap. 5.2.3 zurückzuführen. In den Modulen I und II ist die Neutronenmultiplikation aufgrund der hohen einströmenden Leistung sogar leicht negativ.

Leistungsdeponierung im MCNP Modell des PPCS-A in MW								
Modul	EW	Blanket 1	Blanket 2	Blanket 3	Blanket 4	Blanket 5	Struktur	Tot. Reaktor
I	3.14E+00	1.32E+01	4.45E+00	1.71E+00	8.06E-01		1.02E+00	4.38E+02
II	3.56E+00	1.50E+01	5.42E+00	2.13E+00	1.03E+00		1.38E+00	5.13E+02
III	3.42E+00	1.48E+01	5.32E+00	2.11E+00	1.02E+00		1.40E+00	5.05E+02
IV	6.17E+00	3.19E+01	8.84E+00	3.20E+00	1.26E+00	4.98E-01	7.78E-01	9.47E+02
V	6.98E+00	3.62E+01	1.03E+01	3.75E+00	1.43E+00	5.40E-01	9.38E-01	1.08E+03
VI	5.53E+00	2.84E+01	7.79E+00	2.80E+00	1.09E+00	4.38E-01	6.72E-01	8.41E+02
Schild								1.62E+02
Divertor								5.43E+02
Struktur								1.68E+01
Total								5.04E+03

Tabelle 5.5.: Leistungsdeponierung im MCNP Modell ohne Urananteil für die erste Wand (EW), Brutblankets der Module I-VI und sonstigen Blanketabschnitte (Struktur), Strukturbauteile (Abschirmung, Divertor, Stahlabschirmung zwischen den Modulen) und den gesamten Reaktor.

ein bestimmter Spielraum für zusätzliche Kühlerfordernisse im System mit angelegt wird, all zu viel zusätzliche Leistung darf jedoch nicht deponiert werden, auch weil die lokalen Temperaturen aus Korrosionsgründen 480°C nicht überschreiten dürfen. Konservativ ist eine Leistungserhöhung von 10% als unproblematisch anzusehen, lokal kann dies wohl auch mehr sein. Sind die Kühlsysteme entsprechend ausgelegt, kann auch deutlich mehr Leistung weggekühlt werden, als im normalen Reaktorbetrieb ohne Uranbeimischung entsteht.

Abb. 5.12 zeigt die durch Spaltung deponierte zusätzliche Leistung im gesamten Reaktor. Bei einer nominellen thermischen Leistung von 5.5 GW kann unter der konservativen Annahme einer verträglichen Leistungserhöhung von 10% insgesamt ein Volumenanteil von etwa 1% Uran im Reaktor untergebracht werden.

In einem realistischeren Szenario wird wohl nicht der gesamte Reaktor mit Uran befüllt, sondern es werden eher lokal begrenzte Bereiche als Brutzonen genutzt. Die in der Abbildung 5.12 gezeigten Werte skalieren jedoch für die einzelnen Module entsprechend und da jedes Modul eine eigene Kühlversorgung hat, müsste die Kühlleistung dieses Moduls entsprechend angepasst werden (Vgl. Tab. 5.7, S. 176). Daher gilt das festgestellte Limit von etwa 1 vol% Uran auch für eine Beimischung von Uran in einem einzelnen Modul. Für die Blankets innerhalb eines Moduls besteht jedoch ein gewisser Spielraum. Zwar nimmt die Anzahl der Kühlrohre in den Blankets und damit die mögliche Kühlleistung mit zunehmendem Abstand zur ersten Wand ab, da der absolute Energieeintrag hier aufgrund des geringeren Flusses wesentlich kleiner ist als in den plasmanahen Blankets des Moduls. Jedoch wäre es genauer zu untersuchen, ob die verringerte Kühlleistung tatsächlich proportional zum verringerten Leistungseintrag

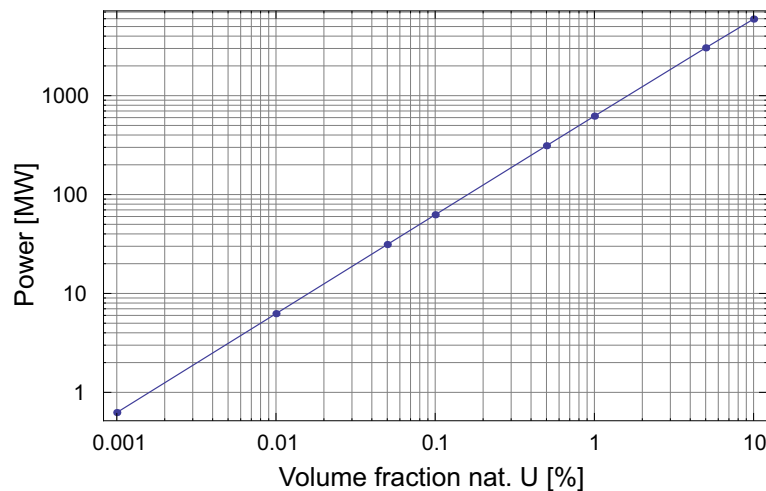


Abbildung 5.12.: Zusätzliche Leistung durch Spaltung von Uran bei verschiedenen Volumanteilen Natururan im Blanket für den gesamten Reaktor.

ist, oder ob hier der Spielraum für zusätzliche eingebrachte Leistung größer ist als in den heißen vorderen Wandbereichen. Dies kann im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden, da hierfür Detailinformationen zur Kühlrohrstruktur in den Blankets notwendig wären. Bezogen auf die Kühlleistung eines gesamten Moduls (ca. 25-60 MW siehe Tab. 5.5) wäre eine Verdoppelung der Leistung in den hinteren Blankets (ca. 1-5 MW) mit Sicherheit unproblematisch und nur limitiert durch die lokale Kühlleistung in diesen Bereichen. Dadurch sind also in diesen plasmafernen Bereichen auch Urananteile über 1 vol% möglich.

Die Ergebnisse in Abb. 5.13 verstärken diesen Befund nochmals. Exemplarisch dargestellt ist die Leistungsfreisetzung in einzelnen Blankets für verschiedene Volumenanteile Natururan in der Legierung. Da in den meisten plasmaferneren Blankets bei geringen Volumenanteilen Uran in der Blei-Lithium Legierung die Uranbeimischung als effektives Neutronengift wirkt verringert sich sogar die Gesamtleistung im jeweiligen Blanket insgesamt gegenüber einer reinen Pb-17Li Legierung. Im Blanket 5 des Outboard-Moduls VI wird selbst bei einer Beimischung von 10 vol% Uran gerade wieder die nominelle Leistung ohne Uranbeimischung erreicht, was somit auf die notwendige Kühlung keinerlei Auswirkungen hat. Dies macht gerade die hinteren Blankets attraktiv bezüglich höherer Volumenanteile Uran am Brutmaterial.

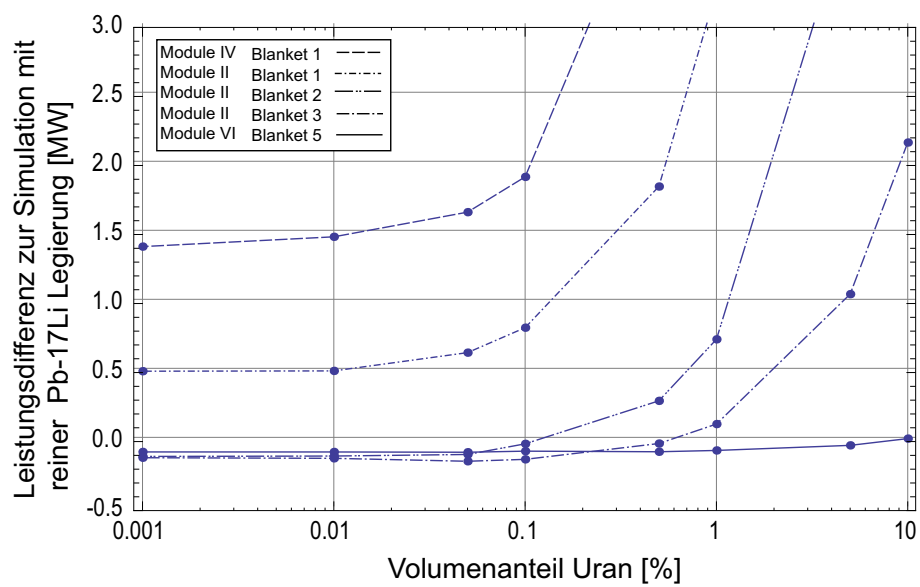


Abbildung 5.13.: Zusätzliche Leistung für ausgewählte Blankets mit Uranbeimischung im Vergleich zur Leistung für eine reine Pb-17Li Legierung ohne Uranbeimischung.

5.3. Berechnung einer möglichen Plutoniumproduktion

Die bisherigen Ergebnisse dienen dem Abgleich und der Überprüfung der Modellierung und der genaueren Kenntnis des neutronenphysikalischen Verhaltens der MCNP-Modellierung des Reaktorkonzepts PPCS-A. Als Zwischenresultat kann festgehalten werden dass das MCNP Modell eine relativ gute bis sehr gut Übereinstimmung mit den Ergebnissen in anderen Veröffentlichungen zeigt. Allein die Modellierung der Quelle sollte in Zukunft verbessert werden. Insgesamt wurde die Modellierung detailliert genug ausgeführt, um die möglichen Plutoniumproduktionskapazitäten in den folgenden Abschnitten berechnen zu können und für die Nachfolgeprojekte ein hinreichend exaktes Modell zur Verfügung zu stellen. Weiterhin wurden mehrere auch in Zukunft einsetzbare Mathematicaroutinen erzeugt.¹⁴⁶ Im Folgenden soll anhand eines sehr einfachen Modells der Beimischung von Uran in die homogene Mischung des MCNP Modells eine Abschätzung möglicher Plutoniumproduktionsraten vorgenommen werden. Das Vorgehen mit diesem einfachen Modell ist gerechtfertigt, da so prinzipielle Brutstrategien identifiziert und erste quantitative Aussagen zu Produktionsraten gemacht werden können, ohne auf die Spezifika einer tatsächlichen Brutstrategie bzw. Beimengungsstrategie einzugehen (siehe auch Kap. 5.3.3).

5.3.1. Plutoniumproduktionspotential

Vereinfachende Annahmen

Zur Abschätzung der Plutoniumproduktionskapazitäten wurden Rechnungen für verschiedene Volumenanteile Uran in der Blei-Lithium Legierung durchgeführt (10, 5, 1, 0.5, 0.1, 0.05, 0.01, 0.001 vol%).¹⁴⁷ Dabei wurden folgende vereinfachende Annahmen gemacht.

- Die Pu-239 Produktionszahlen berücksichtigen keine weiteren Terme der Abbrandgleichung Gl. 3.6, wie Verluste durch Zerfall oder andere neutroneninduzierte Reaktionen des Plutoniums. Die negativen Terme,

$$[\sigma_a^i(\vec{r}, t)\phi_{tot}(\vec{r}, t) + \lambda^i]N^i(\vec{r}, t), \quad (5.5)$$

¹⁴⁶MaterialKomposition siehe auch Anhang E, FusionSource zur Beschreibung der Quelle, WallLoading zum Schreiben der Tallies zur Messung des Wallloadings. Die Routinen schreiben direkt in ein MCNPX InputDeck. Sowie einige Ausleseroutinen: ReadVolumes, ReadAreas, TBR, PuProd, ReadFusionTotal, ReadFusionSpectrum, ReadFusionHeating.

¹⁴⁷Eine solche Beimischung ist nicht unbedingt real so durchzuführen (siehe Kap. 5.3.3).

fallen weg. Ebenso wurde kein Gewinn an Pu-239 durch Zerfall anderer Nuklide j ,

$$\sum_{j \neq i} l^{ji} \lambda^j N^i(\vec{r}, t), \quad (5.6)$$

berücksichtigt. Die Entstehung von Pu-239 wird demnach so betrachtet, als beruhe sie allein auf dem Einfang von Neutronen (n, γ) in ^{238}U .¹⁴⁸ Damit reduziert sich Gl. 3.11 für die Produktion von Pu-239 zu

$$N^{\text{Pu239}}(t) = \sigma_{(n, \gamma)}^{U238}(t) \phi_{\text{tot}}(t) N^{U238}(t) \cdot t. \quad (5.7)$$

- Da die angegebenen Werte die Produktionsraten des (n, γ) Einfangs von Uran-238 in Natururan sind, entsprechen die Zahlen streng genommen der Produktion eines angeregten Zustandes von U-239*. Da U-239 jedoch mit einer Halbwertszeit von 23.5 min in Np-239 und dieses wiederum mit einer Halbwertszeit von 2.355 d in Pu-239 zerfällt und die betrachteten Produktionszeiträume groß sind gegenüber diesen Halbwertszeiten, werden die U-239 Produktionsraten mit Pu-239 Produktionsraten gleichgesetzt. Ohnehin müsste das Plutonium noch aus dem abgebrannten Uran abgetrennt werden, was üblicherweise gewisse Abklingzeiten von einigen Wochen bis Jahren voraussetzt.
- Die Produktion pro Jahr wurde für einen kontinuierlichen Betrieb gerechnet und ist daher als Produktion pro Jahr *verfügbare Bestrahlungszeit* anzusehen. Üblicherweise wird der Reaktorbetrieb durch Ausfälle und Wartungsperioden unterbrochen. Typischerweise sollen Fusionsreaktoren eine Auslastung von 75-80% erreichen. Entsprechend sind die angegebenen Produktionsraten zu korrigieren.
- Alle Blanketmaterialien sind als homogene Mischungen modelliert und es wurden keinerlei Strukturen implementiert. Tatsächlich lässt sich aber Uran nur bei hohen Temperaturen in höheren Mengen zu der Pb-17Li Mischung im flüssigen Zustand beifügen. In Kap. 5.3.3 wird kurz auf mögliche realistische Beimengungsstrategien eingegangen.¹⁴⁹

Produktionsraten: In Abb. 5.14 ist zunächst die mögliche Produktion an Plutonium pro Kubikzentimeter und Jahr verfügbare Bestrahlungszeit für die verschiedenen Blankets der Module I-VI abgebildet. Es wurde ein radialer Auftrag gewählt, um einen Vergleich mit dem radialen Flussverlauf aus Abb. 5.7 zu ermöglichen und sichtbar zu machen, dass sich der Wandaufbau in den Inboard- und Outboard-Modulen unterscheidet. Blankets nahe am Plasma weisen naturgemäß die höchsten Produktionsdichten

¹⁴⁸Dies entspräche einer kontinuierlichen Entnahme der Plutoniums aus dem Targetmaterial.

¹⁴⁹Eine grobe Abschätzung des Fehlers durch die Homogenisierung ist durch die Berechnung der Produktionszahlen für verschiedene Wasserdichten möglich, die entscheidend ist für die Moderationseigenschaften des Blankets. Werden wasserführende Strukturen einfach homogen in einer Mischung aufgelöst verlieren sich die räumlichen Unterschiede im Flussspektrum (siehe Fussnote 123).

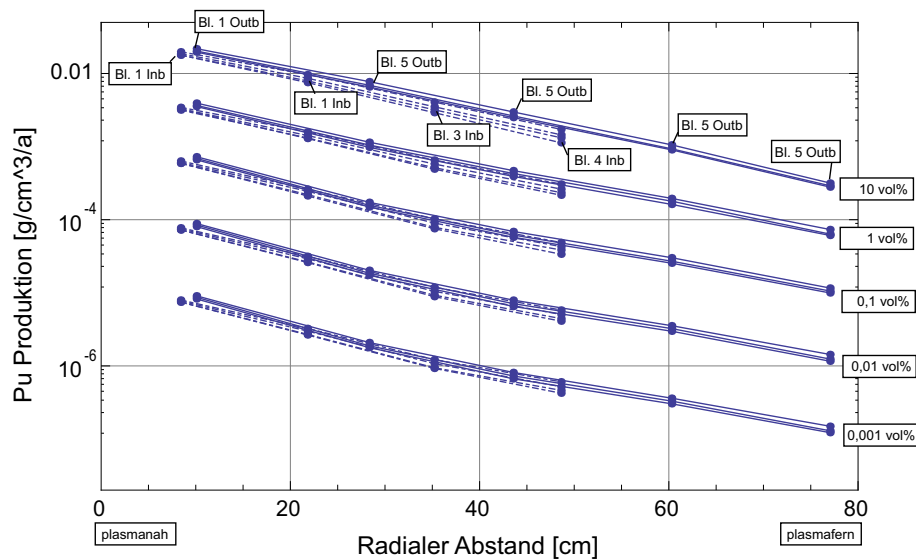


Abbildung 5.14.: Plutoniumproduktion (Pu-239) in Gramm pro Kubikzentimeter und Jahr (100% Verfügbarkeit) für verschiedene Volumenanteile Natururan in den Blankets der Inboard (---) und Outboard (—) Module I-VI des MCNP Modells von PPCSA über den radialen Abstand zur ersten Wand. Die eingezeichneten Linien dienen der Übersichtlichkeit.

(Produktionsraten pro Kubikzentimeter) auf, die im radialen Verlauf dann annähernd exponentiell abfallen. Für alle Volumenanteile von Uran in der Legierung liegen die Produktionsdichten für Inboard und Outboard-Module in derselben Größenordnung. Je geringer die Konzentration des Uran in der Legierung desto weniger Unterschied ist für die Inboard und Outboard Blankets festzustellen, allerdings ist selbst bei einem Volumenanteil von 10 vol% Uran in der Legierung der Unterschied nur etwa 20 % für das erste Blanket.

Als Histogramm über die Blanketnummer hinter der ersten Wand aufgetragen wären für die höheren Urankonzentrationen auch für plasmafernere Blankets die Produktionsdichten faktisch identisch. In dem direkten Vergleich der Blankets gleicher Nummer weist nur das erste Blanket der Outboard-Module höhere Produktionsdichten als das erste Blanket der Inboard Module auf (etwa 20%). In den hinteren plasmaferneren Zonen sind bei geringen Urankonzentrationen die Inboard Blankets leicht bevorteilt (Blanket 2: 18% mehr in Inboard- als in Outboard-Modulen). Angesichts der Unsicherheiten der Quelldefinition (Kap. 5.2.3), aber vor allem wegen der alles dominierenden Bedeutung des radialen Flusses für die Produktionsdichten ist dieser Unterschied jedoch tatsächlich marginal.

Absolute Produktionsraten für die einzelnen Blankets wurden in Tab. 5.8 (S. 177) zusammengefasst und sind in Abb. 5.15 dargestellt. Ohne Ausnutzung möglicher zusätzlicher Brutstrategien (z.B. Moderierung, Strukturen in den Brutblankets etc.) sind

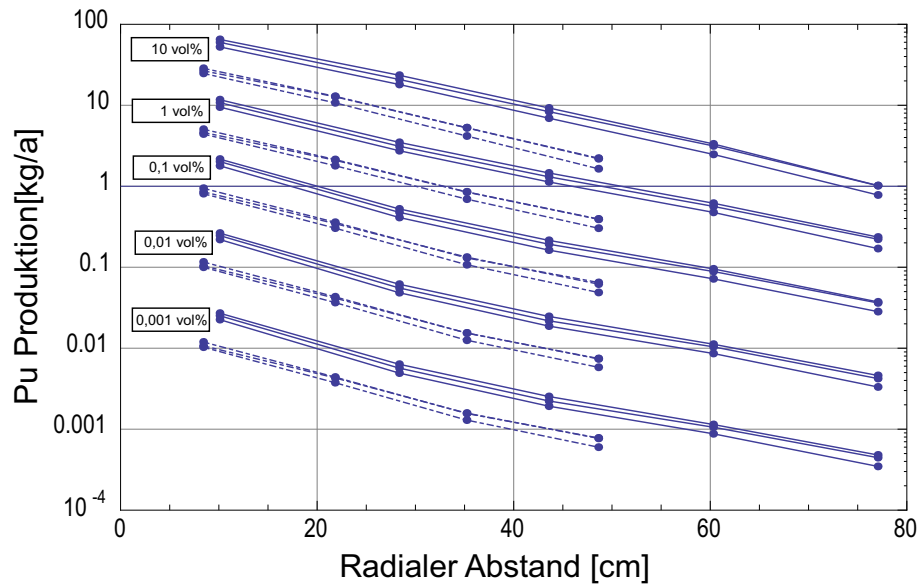


Abbildung 5.15.: Plutoniumproduktion (Pu-239) in Kilogramm pro Jahr (100% Verfügbarkeit) für verschiedene Volumenanteile Natururan in den Blankets der Inboard (---) und Outboard (—) Module I-VI des MCNP Modells von PPCS-A über den radialen Abstand zur ersten Wand. Die eingezeichneten Linien dienen der Übersichtlichkeit.

innerhalb eines 20° Ausschnitts aus dem Torus mit dem MCNP Modell von PPCS-A Produktionsraten bis zu 71 kg Pu-239 (1 vol% Uran) pro Jahr Bestrahlungszeit möglich unter der Annahme einer 15% Leistungserhöhung in den Modulen des 20°-Sektors (0.7% mehr Leistung für den Reaktor vgl. Tab. 5.5). Selbst mit der sehr geringen Konzentration von nur 0.01 vol% Uran in der Legierung sind noch Produktionsraten im Kilogramm-Bereich (1.5 kg Pu-239) möglich. Ein Volumenanteil von 0.001 vol% kann bezogen auf die Nutzung eines 20° Sektors (155 g Pu-239) als nicht mehr relevant angesehen werden.

Da das Spektrum und die Flusscharakteristik für Volumenanteile unter 1 vol% Natururan nur schwach von der hinzugefügten Menge an Uran abhängt (siehe Kap. 5.2.5), kann auch die Annahme gemacht werden, dass eine Beimengung von Uran in nur einem Modul oder sogar nur einem Blanket kaum Auswirkungen auf das neutronenphysikalische Verhalten anderer Module bzw. Blankets hat. Die in Tab. 5.8 angegebenen Plutoniumproduktionszahlen mit weniger als 1 vol% können daher sowohl in der Annahme einer Produktion in nur einem Blanket als auch kumulativ¹⁵⁰, für eine Bewertung des Plutoniumproduktionspotentials von PPCS-A berücksichtigt werden.

Für die bisher aus Leistungsgründen identifizierten maximalen Volumenanteil von 1%

¹⁵⁰Beispielsweise mehreren Blankets in einem Modul, oder Blanket 2 in allen Modulen oder Blanket 2 in Mod. V + Blanket 4 in Mod.VI

ergibt sich eine maximale Produktionsrate von etwa $3\text{--}4\text{ mg/cm}^3$ Pu-239 pro Jahr verfügbare Strahlzeit in den Inboard- und Outboard-Modulen. Bezogen auf die eingesetzte Menge an Uran einer Dichte von $4.8192 \cdot 10^{-4}\text{ at/cmBarn}$ ergibt dies eine im Vergleich zu Reaktoren sehr hohe Konzentration von $18\text{--}20\text{ kg/tHM}$ Pu-239 im Uran (Abb. 5.19) nach einem Jahr verfügbare Strahlzeit.¹⁵¹

Brutstrategien: An Abb. 5.14 lässt sich noch eine Strategie zur Optimierung der Plutoniumproduktion verdeutlichen, die schon in Kap. 5.2.7 angesprochen wurde. Eine gleichbleibende Produktionsrate lässt sich mit hohen Konzentrationen in den Aussenbereichen oder mit niedrigen Konzentrationen in den plasmanahen Blankets der Module erreichen. Zwar fällt die Produktionsdichte radial immerhin um 2 Größenordnungen, allerdings nimmt parallel auch die eingetragene Leistung im Blanket ab (Vgl. Tab. 5.5). Berechnet man das Verhältnis der Produktionsdichte zur Leistungsdichte in den Blanketabschnitten (Abb. 5.16) erhält man einen Konversionsfaktor¹⁵² zur Transmutation von Uran bezogen auf die im betrachteten Volumen erzeugte und zugeführte Energie (Abb. 5.17). Je höher der Konversionsfaktor desto weniger Kühlnotwendigkeit besteht zur Produktion einer bestimmten Menge an Pu-239. Natürlich haben sehr niedrige Konzentrationen sehr kleine Konversionsfaktoren und ab ca. 1 vol% Uran in der Legierung nimmt der Konversionsfaktor auch linear mit der Konzentration ab. Mit zunehmender Konzentration macht sich der zusätzliche Anteil der Spaltleistung bemerkbar und die Konversionsrate steigt nicht mehr linear für Konzentrationen $>0.1\text{ vol\%}$ (Abb. 5.20 links). In den plasmanahen ersten Zonen der Module (Abb. 5.20 rechts) wirkt sich die zusätzliche Spaltleistung bei Erhöhung der Konzentration aufgrund des höheren Flusses stärker aus als in plasmafernen hinteren Bereichen der einzelnen Module.

Im Detailausschnitt (Abb. 5.17) für 1 vol% und 0.5 vol% Natururan in der Blei-Lithium Legierung ist deutlich der Unterschied im Konversionsfaktor zwischen plasmanahen und plasmafernen Zonen zu erkennen .

Die aussen liegenden Zonen sind für dieselbe Produktionsrate an Plutonium wesentlich günstiger bezüglich der aufzubringenden Kühlleistung als plasmanahe Zonen und die Inboard Module erbringen deutlich mehr Produktionsrate pro deponierte Energie als die Outboard-Module im zweiten und dritten Blanket. Die besten Brutverhältnisse bestehen jedoch in den äußersten Outboard-Modulen, dort ist der Konversionsfaktor am günstigsten. Der Hauptgrund für die radial steigenden Konversionsfaktoren ist die unterschiedliche radiale Abschwächung des Plutoniumaufbaus und der Spaltleistung, die durch den Urananteil erzeugt wird (Abb. 5.18).

¹⁵¹Vgl. hierzu Anhang I.

¹⁵²Vgl. hierzu auch Anhang I und dort Tab. I.

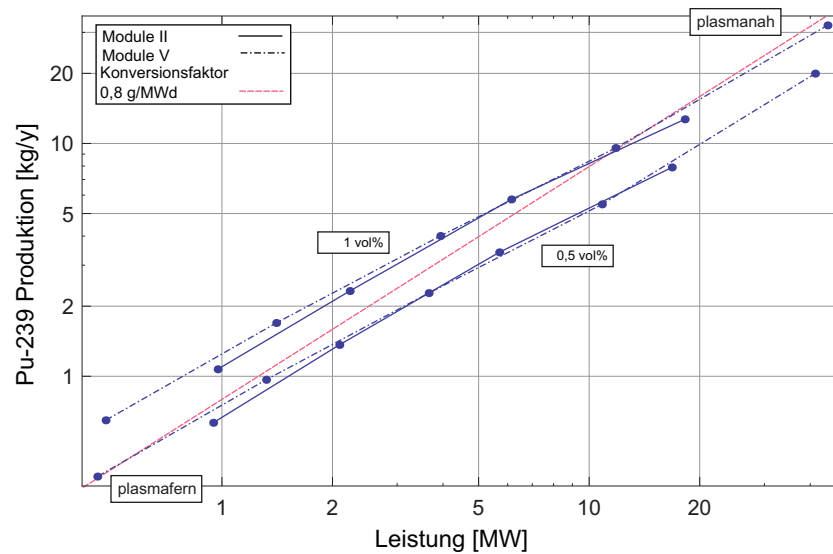


Abbildung 5.16.: Pu-239 Produktion pro Jahr verfügbare Bestrahlungszeit (100% Verfügbarkeit) über der Leistung aufgetragen für alle Blankets der Module II und V für 1% und 0.5% Volumenanteile Natururan in den Blankets (Tab. 5.8). Die gestrichelte Linie entspricht einem konstantem Konversionsfaktor von 0.8 g/MWd. Linien dienen der Übersichtlichkeit.

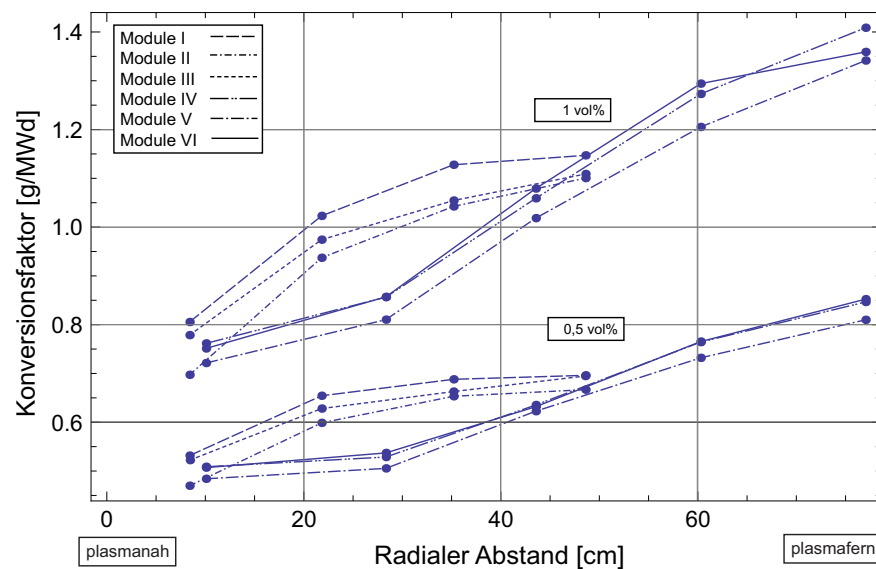


Abbildung 5.17.: Konversionsfaktoren für die Inboard (---) und Outboard (—) Module I-VI des MCNP Modells von PPCS-A für 1% und 0.5% Volumenanteile Natururan in den Blankets über den radialen Abstand zur ersten Wand.. Die eingezogenen Linien dienen der Übersichtlichkeit.

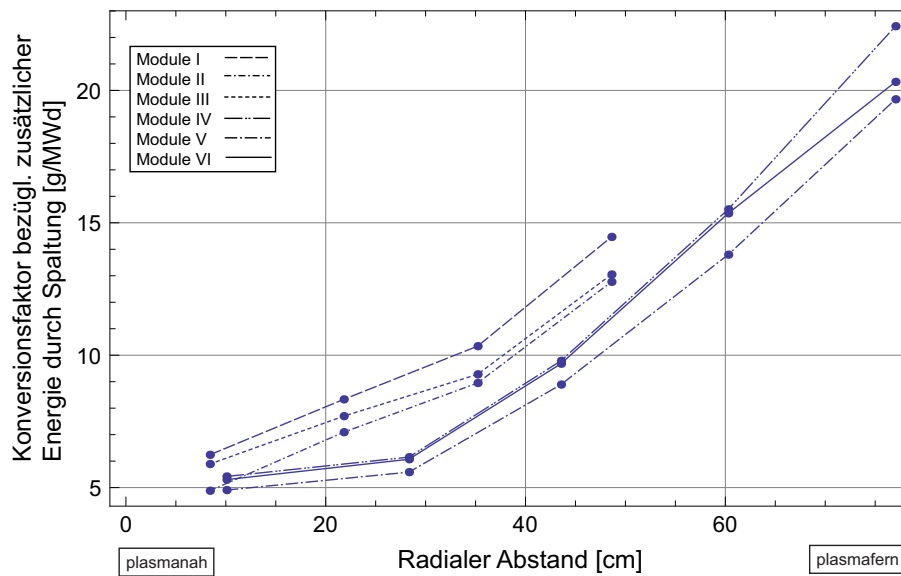


Abbildung 5.18.: Konversionsfaktoren für einen Volumenanteil von 1% Uran in der Blei-Lithium Legierung in den Blankets Module I-VI über den radialen Abstand zur ersten Wand.. Die Plutoniumproduktionsrate ist bezogen auf die zusätzlich durch den Urananteil erzeugt *Spalt*leistung im Vergleich zur Simulation ohne Urananteil in der Legierung.

Es bestehen zwei prinzipielle Optimierungsstrategien. In der ersten Strategie soll so viel Plutonium wie möglich erzeugt werden unabhängig von der zusätzlich deponierten Leistung und der zur Verfügung stehenden Menge an Natururan. Dann sind trotz der niedrigeren Konversionsfaktoren deutlich die plasmanahen Zonen zu bevorzugen. Der Konversionsfaktor ist hier vernachlässigbar gegenüber dem Gewinn aufgrund der um Größenordnungen höheren Leistungen (Neutronenflüsse). Ebenso sind möglichst hohe Konzentrationen zu bevorzugen. In Abb. 5.21 ist daher bei konstanter Konversionsrate ein plasmanahes Outboardblanket (Blanket1, Modul V) mit 10 vol% Uran in der Legierung der Ort mit der höchsten Produktion aber auch der höchsten Leistung. Aufgrund der geringen Leistungsdichten lassen sich in den hinteren Blankets (Blanket 4 und 5) kaum die Produktionsraten der vorderen Blankets erreichen, allerdings ist in den vorderen Blankets der zusätzliche Leistungseintrag auch entsprechend hoch. Auch bezogen auf die eingesetzte Menge Ausgangsmaterial sind die plasmanahen Blankets deutlich günstiger was die Endkonzentration an Pu-239 nach einem Jahr pro Masse an eingesetzten Uran betrifft (Abb. 5.19 links), wobei die Outboard-Module radial leicht höhere Endkonzentrationen pro Masse an eingesetztem Uran aufweisen als die Inboard-Module. Ist die Menge des Anfangsmaterials begrenzt, so ist die Möglichkeit zu einer höheren Produktionsrate durch höhere Volumenanteile Natururan in der Legierung abzuwägen gegenüber den niedrigeren erreichbaren Endkonzentrationen an Pu-239 pro eingesetzter Masse Uran, da diese bei höheren Konzentrationen abfällt aufgrund des höheren Leistungseintrags (Abb. 5.19 rechts).

Anders sieht das in der zweiten Strategie aus, bei der innerhalb eines Sektors oder eines Moduls nur eine bestimmte maximal zulässige zusätzliche Leistung deponiert werden darf. Obwohl der Konversionsfaktor bezogen auf die zusätzliche Spaltleistung mit zunehmender Konzentration an Uran in allen Modulen sinkt (Abb. 5.20 rechts und 5.21) weisen plasmafernere Blankets mit hohen Konzentrationen plasmanahen Blankets mit niedrigen Konzentrationen gegenüber höhere Produktionsraten auf. Ähnliches ergibt sich für die Minimierung der benötigten Spaltleistung für eine bestimmte gewünschte Produktionsrate. Die Brutstrategie besteht also darin, eher in plasmafernen Zonen hohe Konzentrationen als in plasmanahen Zonen niedrige Konzentrationen Uran in der Legierung zu verwenden, um eine gleiche Menge an Plutonium zu erbrüten.

Ein Beispiel soll der Illustration dienen (Abb. 5.21 und Tab. 5.8). Um eine Menge von ca. 250 g Pu-239 pro Jahr verfügbare Bestrahlungszeit zu Erbrüten kann entweder 1) im Outboard-Modul V im plasmafernen äußeren Blanket 5 eine Konzentration von 1 vol% Uran in der Pb-Li Mischung enthalten sein, oder 2) auch im Inboard-Modul II im letzten Blanket 4 eine Konzentration von 0.5 vol% oder 3) im Outboard-Modul V im ersten Blanket 1 eine Konzentration von 0.01 vol%. Im ersten Fall liegt jedoch ein Konversionsfaktor von 1.34 g/MWd vor und es wird eine Leistung von 0.48 MW im Blanket deponiert (0.016 MW Spaltanteil). Im zweiten Fall bei einem Konversionsfaktor von 0.67 g/MWd wird eine Leistung von 0.95 MW im Blanket deponiert (0.04 MW Spaltanteil) und im letzten Fall bei einem Konversionsfaktor von 0.019 g/MWd wird eine Leistung von 37.924 MW im Blanket deponiert (0.066 MW Spaltanteil). Die zusätzlich aufzubringende Kühlleistung ist daher in plasmanahen Bereichen größer.

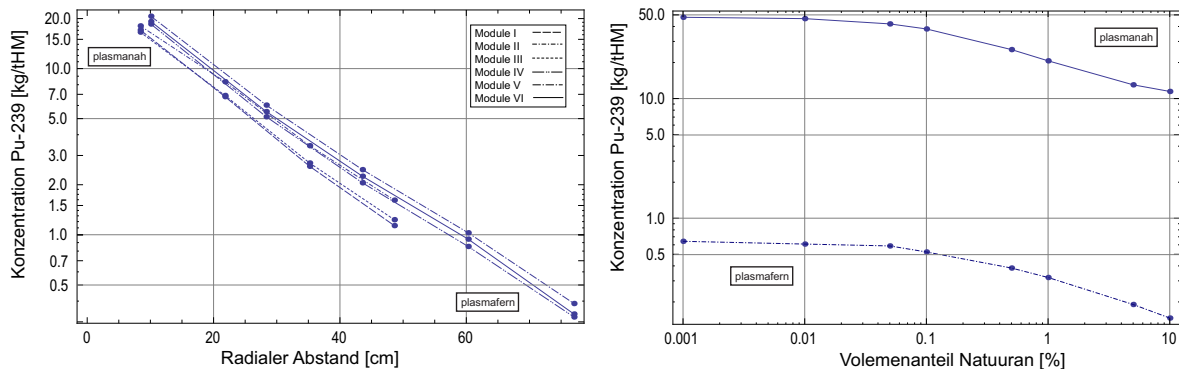


Abbildung 5.19.: Endkonzentrationen von Pu-239 pro Masse eingesetztem Uran nach einem Jahr Bestrahlungszeit. Links radial aufgetragen für einen Volumenanteil von 1 vol% in den Blankets der Module I-VI. Rechts: Pu-239 Konzentrationen bei verschiedenen Volumenanteilen Uran in der Legierung für das äußerste Blanket 5 des Modul V (---) und für das innerste Blanket 1 (—).

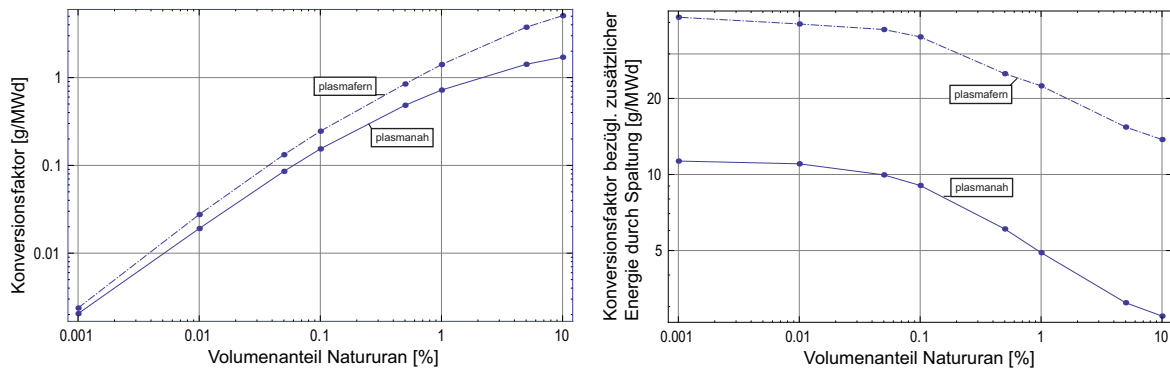


Abbildung 5.20.: Konversionsfaktoren über verschiedene Konzentrationen Natururan im plasma-nähesten (—) Blanket 1 und letzten plasmafernen (---) Blankets des Moduls V des MCNP Modells von PPCSA. Links: Konversionsfaktor bezüglich der gesamten deponierten Leistung. Rechts: Konversionsfaktor der Plutoniumproduktionsrate bezüglich der durch den Urananteil zusätzlich deponierten Spaltleistung im Vergleich zur Simulation mit reiner Pb-17Li Legierung.

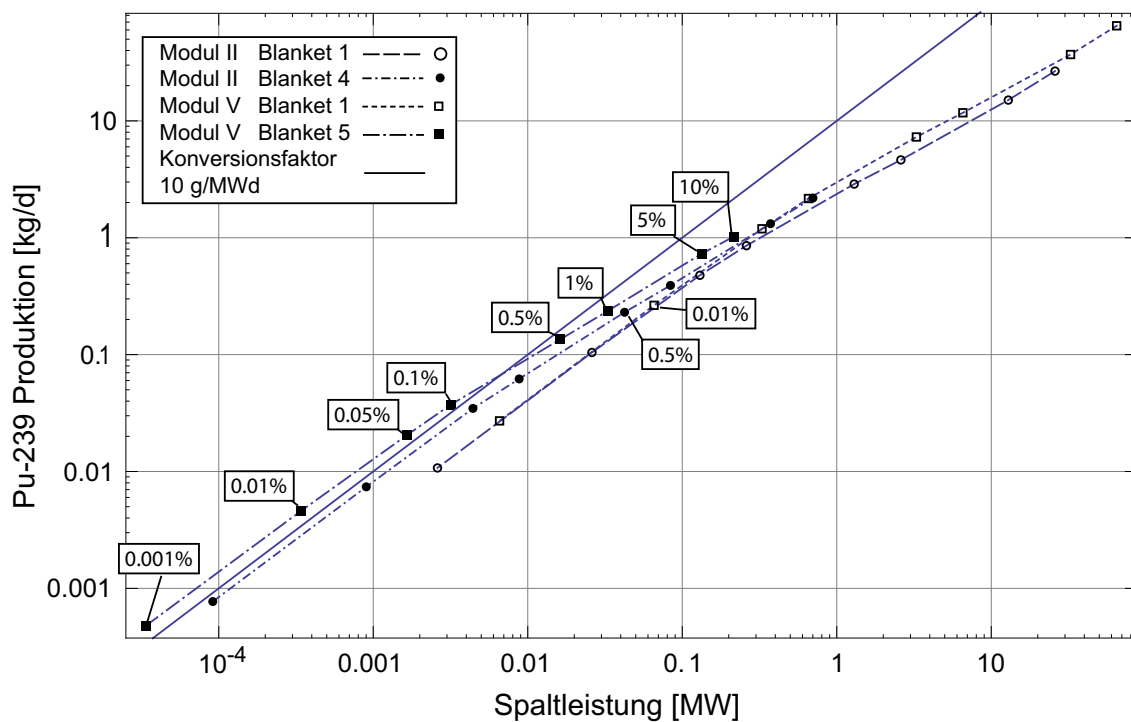


Abbildung 5.21.: Plutoniumproduktion (Pu-239) pro Jahr (100% Verfügbarkeit) für verschiedene Volumenanteile (0,001, 0,01, 0,05, 0,1, 0,5, 1, 5, 10 vol%) Natururan in vier ausgewählten Blankets über der zusätzlich deponierten Spaltleistung (Tab. 5.8). Ein konstanter Konversionsfaktor von 10 g/MWd ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

5.3.2. Abbrand und Isotopenvektor des erzeugten Plutoniums

Für das Modul II wurde mit Hilfe von MC²MATH für alle vier Blankets Multi-Cell Abbrandrechnungen durchgeführt. In Abb. 5.22 ist der Verlauf der Konzentrationen der Plutoniumisotope in der Legierung für das plasmanächste Blanket 1 des Inboard-Moduls II dargestellt. Nennenswerte Beiträge zum Isotopenvektor entstehen nur durch Pu-239, Pu-240 und Pu-238. Da sich die Gesamtkonzentration nur geringfügig von der Konzentration von Pu-239 unterscheidet ist für Abbrandzeiträume von bis zu einem Jahr die vereinfachende Annahme gerechtfertigt, dass die Pu-239 Produktionsrate, annähernd die Gesamtproduktion an Plutonium im Reaktor wiedergibt. Zum Vergleich wurde auch die Konzentration von Pu-239 durch (n,γ) Absorptionsreaktionen in U-238 dargestellt, ohne dass sonstige Terme der Abbrandgleichung berücksichtigt wurden (Vgl. Kap. 5.3.1 - Vereinfachende Annahmen). In Abb. 5.23 ist der Unterschied noch einmal detailliert dargestellt. Nach einem Jahr Abbrand beträgt der Unterschied zwischen der Berücksichtigung aller Reaktionen nach Gl. 3.6 und dem aus dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt entsprechend Gl. 5.7 berechneten Werten der Nuklidkonzentration nur 17%. Im weiteren Verlauf nimmt die Differenz weiter zu. Nach 5 Jahren (1800 Tagen) ist dieser Unterschied auf 43% Prozent angewachsen. Für die Produktionsraten in Tab. 5.8 bedeutet dies einen Korrekturfaktor von etwa 20-40% und ist damit ähnlich hoch wie die Unsicherheiten durch die Modellierung einer Mischung aller Materialien in den Blankets (siehe Fussnote 123).

Das erbrütete Plutonium besteht nach einem Jahr Abbrand im Blanket 1 des Inboard-Moduls II noch zu über 99% aus dem besonders waffentauglichen Isotop Pu-239. Nach fünf Jahren Abbrand beträgt der Pu-239 Anteil im Blanket 1 immer noch etwa 90% gefolgt von einem Anteil von ca. 9% Pu-240 (Tab. 5.6). Zwar steigt auch der Anteil an Pu-238 auf bis zu 1 %. Die nötigen Werte zu einer nennenswerten Verunreinigung¹⁵³ mit dem stark Wärme abgebenden Pu-238 werden jedoch nicht annähernd erreicht.¹⁵⁴ Die grundlegende prozentuale Isotopenzusammensetzung mit einem sehr hohen Anteil an Pu239 im Isotopenvektor ändert sich nicht für die Blankets 2-4. Jedoch ist aufgrund des geringeren Flusses und damit aufgrund des geringeren Abbrandes im Uran der Anteil an Pu-239 nach 5 Jahren noch deutlich höher als im ersten Blanket und nimmt zu den äußeren Zonen hin zu (Tab. 5.6).

¹⁵³Es wird auch oft von Denaturierung gesprochen.

¹⁵⁴Eine Verunreinigung mit mehreren Prozent Pu-238 wird manchmal als ausreichend für die Proliferationsresistenz angenommen. Zwar reduziert sich tatsächlich die Waffentauglichkeit des Plutoniums und erhöht sich damit die Proliferationsresistenz. Allerdings sind alle Konzentration von Pu-238 in Plutonium <80% dennoch im Prinzip kernwaffentauglich, wenn geeignete Maßnahmen ergriffen werden. Eine Beimischung von 1% Pu-238 kann allerdings nur als zu vernachlässigende Beeinträchtigung der Waffentauglichkeit betrachtet werden. Zu einer detaillierteren Behandlung der Erhöhung der Proliferationsresistenz durch Beimischung von Pu-238 in Plutonium siehe Kap. 2.1.

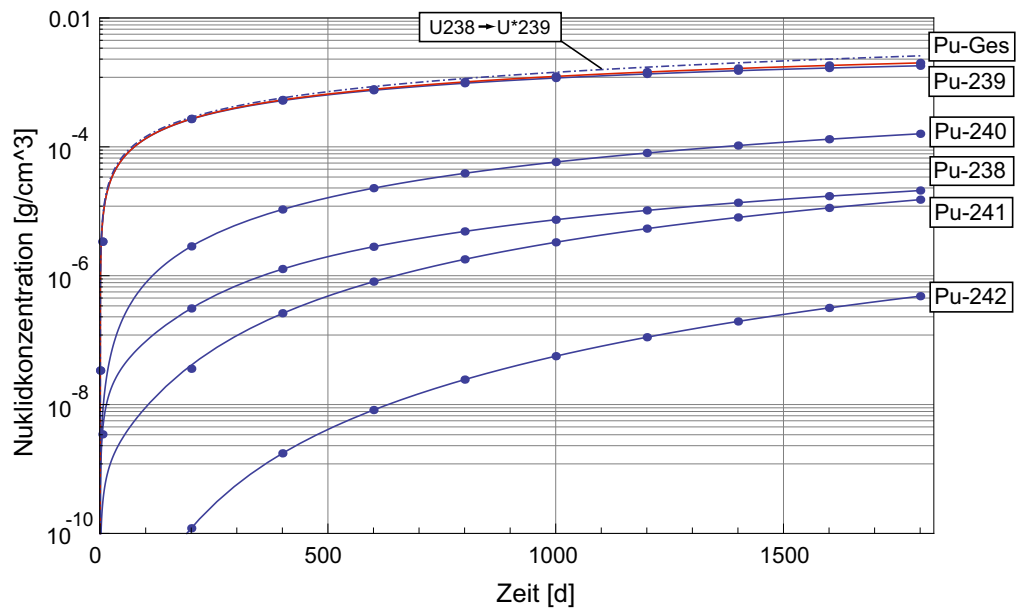


Abbildung 5.22.: Nuklidkonzentrationen über den Abbrand im Blanket 1 für einen Volumenanteil von 0.01 vol% in der Legierung. Dargestellt ist auch die Zunahme der Nuklidkonzentration allein durch die (n,γ) Reaktion in U-238 ohne Abbrandterme.

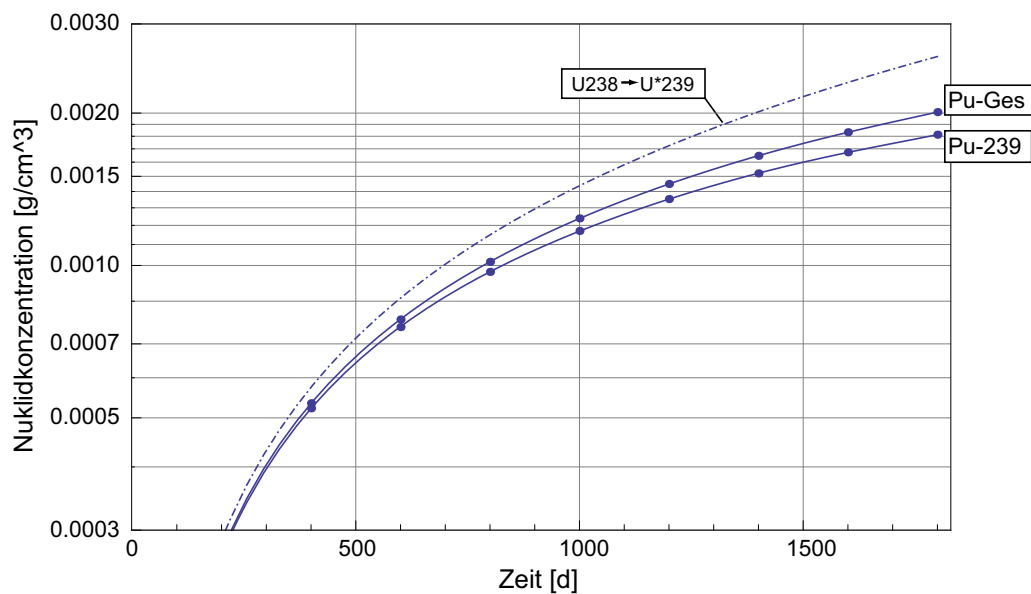


Abbildung 5.23.: Detaildarstellung der Nuklidkonzentrationen über den Abbrand im Blanket 1 für einen Volumenanteil von 0.01 vol% in der Legierung. Dargestellt ist auch die Zunahme der Nuklidkonzentration allein durch die (n,γ) Reaktion in U-238 ohne Abbrandterme.

Insgesamt ist damit selbst in den Zonen mit hohen Abbränden und nach einer sehr langen Abbrandzeit von bis zu 5 Jahren - dies entspricht der vorhergesehenen maximalen Betriebszeit eines Moduls - immer noch hervorragend waffentaugliches Plutonium in den Blankets entstanden.

5.3.3. Realistische Beimengungsstrategien

Die Ausgangsfrage bestand darin eine Abschätzung über die möglichen Plutoniumproduktionskapazitäten im Reaktorkonzept PPCS-A zu geben. Zur Untersuchung der Frage wurden mehrere vereinfachende Annahmen gemacht, wobei die Annahme einer homogenen Mischung der Materialien in den einzelnen Abschnitten der Module I-VI impliziert, dass keine Details einer tatsächlichen Anordnung oder Implementierung des Urans im Reaktor modelliert wurden. Einige Rückschlüsse aus den bisherigen Ergebnissen und aus den thermodynamischen Eigenschaften von Uran und Blei sind jedoch möglich, um verschiedene Beimengungsstrategien zu klassifizieren.

Zwei prinzipielle Vorgehensweisen lassen sich identifizieren, die ein Akteur, der Plutonium in einem Tokamakreaktor des Typs PPCS-A produzieren will, wählen kann. Zum einen könnte mit möglichst wenigen Änderungen am Design des Reaktors eine heimliche nicht optimierte Produktion durchgeführt werden (Variante A) oder eine optimiertere Produktionsmöglichkeit durch Umbaumassnahmen in den Blankets vorgesehen werden, die heimlich durchgeführt wird oder aber bereits im Anlagendesign vorgesehen sein könnte (Variante B).

Variante A: Heimliche nicht optimierte Produktion Die einfachste denkbare Möglichkeit der Beimischung von Uran in flüssiger Form zur Pb-17Li Legierung ist nur sehr bedingt möglich, wie im Phasendiagramm des Pb-U System zu erkennen ist (Abb. 5.24). Aufgrund des hohen Schmelzpunktes von Uran (1405 K) ist die Löslichkeit unterhalb dieser Temperaturen eine Funktion der Temperatur. Das Phasendiagramm des Pb-U Systems zeigt, dass erst ab Temperaturen von 600 K Anteile von Uran sich im Blei auflösen. In [Johnson und Chasanov, 1963] werden die Ergebnisse mehrerer Experiment zusammengefasst. Die Autoren geben eine Näherungsgleichung der temperaturabhängigen Löslichkeit L_U von Uran in Blei in Atomprozent an:

$$\text{Log}[L_U] = 3.921 - \frac{5121}{T} \quad (5.8)$$

Die Maximale vorgesehene Arbeitstemperatur beträgt aus Korrosionsgründen 475° C. Dies entspräche nach Gl. 5.8 einer Löslichkeit von 0.001 at% und wäre somit in etwa vergleichbar mit dem Anteil von 0.001 vol% in der Pb-17Li Legierung. Für eine Größenordnung höhere Löslichkeiten wären allerdings schon Temperaturen im Bereich von 600° C notwendig. Es ist auch zu beachten, dass für den Standardbetrieb die Löslichkeit in den Blankets aufgrund von Temperaturgradienten unterschiedlich ist, und es

besteht bei den Arbeitstemperaturen zwischen 300-475° C auch die Gefahr, dass Uran an kühleren Stellen auskristallisiert. Allerdings wäre es auch vorstellbar, dass Uran in auskristallisierter Form in sehr kleinen Partikeln beigemischt wird. Es dürfte darüber hinaus auch mit technischen Schwierigkeiten verbunden sein, so geringe Prozentsätze an Uran aus den großen Mengen Blei herauszufiltern. Ohnehin wären die Produktionsraten selbst für eine vollständige Befüllung eines 20° Ausschnittes nicht besonders hoch (Tab. 5.8, S. 177). Diese Möglichkeit ist daher nicht als besonders attraktiv einzuschätzen.

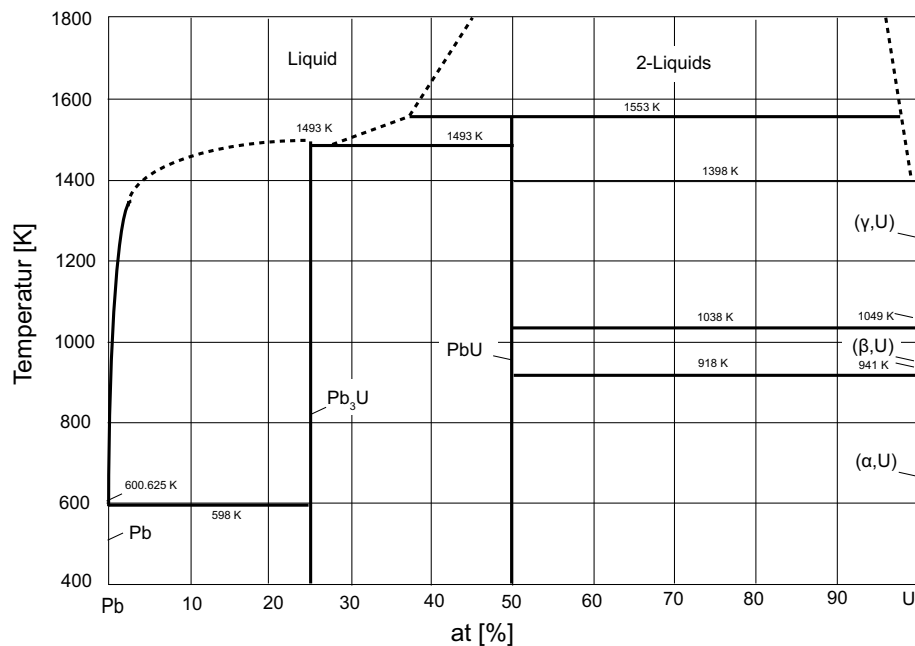


Abbildung 5.24.: Phasendiagramm des Systems Pb-U. (Adaptiert von [Landolt-Boernstein, 1998])

Variante B: Umbau der Blanketstrukturen Die zwei bisher untersuchten Nebenbedingungen (TBR, Spaltleistung) erlauben global nur eine maximale Befüllung der Brutblankets mit einem Urananteil von etwa 1 vol%. Nur in den äußeren Blankets können lokal höhere Konzentrationen eingesetzt werden. In diesen Zonen ließen sich daher auch bestimmte Brutstrukturen implementieren, die speziell in die Blankets eingebaut werden. Sinnvoll wären etwa Rohre oder Wandstrukturen aus Uran mit einer Hülle aus einem korrosionsbeständigem Material (evtl. Zirkon) bis hin zu moderierten Brutstrukturen, die auch an die Kühlwasserversorgung angeschlossen sind. Da die Module in etwa alle 5 Jahre ausgetauscht werden¹⁵⁵ können entweder Strukturen vorgesehen sein, die die gesamte Betriebszeit eines Moduls überdauern, oder das entsprechende Modul

¹⁵⁵Vorgesehen sind 2.5 Jahre Leistungsbetrieb, dann ein Divertorwechsel (2 Monate) und nochmal 2.5 Jahre Leistungsbetrieb gefolgt von einem kompletten Wechsel der Module.

müsste vorher ausgetauscht werden unter Inkaufnahme einer kurzen ca. 1-2 tägigen Stillstandszeit des Reaktors.¹⁵⁶

Eine solche Struktur könnte in unmoderierter einfacher Form (Variante B1) in etwa die Pu-239 Produktionsraten der Tab. 5.8 aufweisen, entsprechend dem Volumenanteil an Uran, der verbaut wird. Wenn z.B. das Blanket 3 im Modul IV mit Röhren bestückt würde die Uranoxidpellets (10.5 g/cm^3) enthielten, die insgesamt 20% des Volumens einnehmen, wäre ein effektiver Volumenanteil von etwa 10% Uran im Blanket.¹⁵⁷ Dies erlaubt nach Tab. 5.8 eine Produktion von 8.3 kg Plutonium pro Jahr (ohne die oben erwähnten verschiedenen Korrekturen). Bei einer Leistung für das Modul von 6 MW (3.2 MW ohne Uran) müssten einige Kühlrohre zusätzlich eingebaut werden. Verglichen mit der Leistung im ersten Blanket des Modul IV von 32 MW und 52 MW für das ganze Modul IV ist eine Leistungserhöhung von 3 MW nicht besonders hoch. Selbst unter Einbezug sämtlicher Korrekturen, die hier maximal angenommen werden (0.875 durch Ports, 0.8 durch Homogenisierung, 0.6 durch Abbrand für fünf Jahre) ist damit über die 5 Jahre Standzeit eines Moduls eine Produktion von 17.4 kg Plutonium möglich. Mit ausgefeilteren Strukturen, insbesondere mit einem thermalisierten Spektrum durch Moderation könnten die Produktionsraten nochmals steigen (Variante B2).¹⁵⁸ Es muss auch darauf hingewiesen werden, dass in einem Fusionsreaktor durchaus auch Bestrahlungsplätze im Design vorgesehen sein können. Auch sei an dieser Stelle auf die alten Ideen von Fusions-Fissions Hybridreaktoren hingewiesen [Bethe, 1979] die einer vorhersehbaren Verknappung der Uranressourcen mit dem Erbrüten spaltbaren Materials in einem Fusionsreaktor für ein Satellitensystem aus schnellen Reaktoren begegnen. Darüberhinaus besteht auch die Überlegung einen Fusionsreaktor als Transmutationsanlage für hochradioaktive Abfälle zu benutzen [Tang und Parker, 2001]. Es wurde auch daran gedacht Plutonium als zusätzlicher Energielieferant zu verbrennen bzw. um die Tritiumbrutrate zu erhöhen. In allen diesen Hybridreaktorkonzepten wäre die Maximierung des Brutpotentials ein Designprinzip. Dies ist jedoch im PPCS-A Reaktorkonzept nicht vorgesehen.

Zuletzt sei noch darauf hingewiesen, dass das untersuchte Konzept PPCS-A gewählt wurde, da es technologisch und zeitlich das naheliegendste Konzept wäre. Im Konzept PPCS-B¹⁵⁹ wird als Brutmaterial eine heliumgekühlte Lithiumkeramik (Li_4SiO_4) in Form von Kugeln in einem Kugelbett benutzt. Hier wäre eine Beimischung von geeigneten Urankugeln im Blanket eine sehr einfach durchzuführende Massnahme, die keines großen Aufwands bedürfte. Die Produktionszahlen dürften grob denen der hier vorgestellten Zahlen ähneln, eine genauere Untersuchung wäre jedoch wünschenswert,

¹⁵⁶Die Stillstandszeit ergibt sich aus der 10 monatigen Pause zum Wechseln aller Module und des Divertors abzüglich der 2 Monate Zeit für die Divertoreinheiten bezogen auf den Austausch von 189 Modulen. Dies ist nur eine Minimalabschätzung. Allerdings muss der Reaktor auch für den schnellen Austausch von ausgefallenen Modulen ausgelegt sein.

¹⁵⁷Naturan 19.05 g/cm^3 .

¹⁵⁸Mit Moderation würde sich aber auch die Isotopenzusammensetzung wiederum verändern.

¹⁵⁹PPCS-C und PPCS-D nutzen wieder Blei-Lithium Legierungen als Brutmaterial.

da dieses Konzept aus Sicht der Nichtverbreitung ein hohes Brutpotential bei relativ zu PPCS-A einfacher Realisierung des Brütens durch Untermischung von Urankugeln bietet.

5.4. Zusammenfassung

Die erste detaillierte Veröffentlichung eines möglichen Design eines Fusionsleistungsreaktors durch die European Development Agency (EFDA) [Maisonier et al., 2005] wurde dazu genutzt, mögliche Proliferationspotentiale von Fusionsreaktoren am Beispiel des PPCS-A Konzepts zu untersuchen. Hierfür wurde aufbauend auf mehreren Vorgängerprojekten (Kap. 5.2.1) ein nochmals vollständig überarbeitetes MCNP Modell des Reaktorkonzept PPCS-A erstellt. Wesentliche Modellierungsannahmen wie die Homogenisierung aller Materialien in den einzelnen Abschnitten der Module wurden aus der neutronenphysikalischen Untersuchung der EFDA in [Chen et al., 2003a] übernommen. Einige Abweichungen bezüglich der Leistungsbelastung der ersten Wand (Kap. 5.2.3) im Vergleich zu [Chen et al., 2003a] sind vermutlich auf die unterschiedlich verwendete Simulation der Neutronenintensitätsverteilung bzw. auf die Positionierung der Neutronenquelle zurückzuführen.

Im Sinne der Kriterien der Proliferationsresistenz wurde zunächst das prinzipielle Potential im Reaktor Plutonium zu erbrüten untersucht. Zwei limitierende Faktoren waren hierbei zu beachten. Zum einen reduziert sich durch die Beimischung von Uran in die Blei-Lithium Mischung die Tritiumbrutrate aufgrund parasitären Neutroneneinfangs durch das beigemengte Uran. Gerade weil das Tritiumbrutverhältnis (TBR) bei diesem Reaktorkonzept mit 1.06 sehr klein ist [Maisonier et al., 2005], kann durch die festgestellte Beeinträchtigung der TBR um 0.01 bei einer Beimischung von 1 vol% Uran im ganzen Reaktor, der Betrieb durchaus gestört sein, da nicht genug Tritium nachgebrütet wird, um sonstige Verluste zu kompensieren.¹⁶⁰ Allerdings ist die Beimischung im gesamten Reaktor wohl eher unrealistisch, so dass der Einfluss durch lokales Brüten auf die gesamte TBR des Reaktors sinkt. Der zweite limitierende Faktor ist die durch eine Beimischung von Uran erhöhte Leistungsfreisetzung durch Spaltung von U-235 und U-238. Insgesamt wurde hierbei eine maximale Erhöhung der Leistung um 10% als durchaus im Bereich des Möglichen erachtet. Diese Grenze wäre bei einer Beimischung von etwa 1 vol% im Reaktor oder in einem 20°-Sektor, sowie in einem Modul erreicht. Da die jeweiligen Module je gesonderte Kühlung besitzen lassen sich nur innerhalb eines Moduls, aufgrund des radialen Leistungsgefälles in den plasmaferneren hinteren Bereichen, mehr als 1% Uran beimischen, ohne dass mehr als 10% zusätzliche Spaltleistung deponiert würde.

¹⁶⁰Zu den Diskrepanzen der hier berechneten TBR zu den Berechnungen in [Chen et al., 2003a] siehe Kap. 5.2.6.

Die Ergebnisse der Plutoniumproduktionsraten sind in Tab. 5.8 zusammengefasst und beruhen auf den vereinfachenden Annahmen aus Kap. 5.3.1. Innerhalb eines 20°-Sektors sind in einem Inboard-Modul im ersten Blanket etwa 5 kg Pu-239 pro Jahr verfügbarer Strahlzeit, in Outboard-Modulen etwa 10 kg erbrütbar. Auch Konzentrationen von nur 0.01% können für die plasmanächsten Blankets (Blanket 1) noch relevante Mengen von 1-2 Kg pro Jahr innerhalb eines einzigen Moduls erzeugen. Erst bei Einsatz von mehreren Modulen innerhalb eines Sektors oder innerhalb des Torus werden auch noch geringere Konzentrationen Uranbeimischung relevant. Nur Beimischungen unterhalb von 0.001% können mit einer Produktion von nur 2,8 kg im gesamten Reaktor als irrelevant gelten.

Die Ergebnisse der Tab. 5.8 sind mit einigen Unsicherheiten behaftet. Zum einen wurde bei einem Vergleich von Rechnungen mit verschiedenen Wasserdichten festgestellt, dass die Homogenisierung der Materialien in den Blanketzonen für die Berechnung der Produktionsraten etwa 20% voneinander abweichende Ergebnisse erzielte. Desweiteren deuten die Ergebnisse von Kap. 5.2.6 zur Tritiumproduktion darauf hin, dass die Ports zum Remoteausbau der Blankets nicht zur Materialproduktion (TBR, Pu) beitragen können. Im Vergleich zum TBR in [Chen et al., 2003a] würde dies einen Faktor von ca. 0.875 für die Rechnungen bedeuten. Durch die vereinfachenden Annahmen Kap. 5.3.1 wird auch kein Abbrand berücksichtigt. Nach einem Jahr Abbrand ist daher die tatsächlich entstandene Menge an Plutonium 17%, nach 5 Jahren 40% geringer als in Tab. 5.8 angegeben.

Die Berechnung des Abbrandes (Kap. 5.3.2) ergab für das Kriterium der möglichen Waffentauglichkeit des entstandenen Plutoniums selbst nach einem Abbrand von 5 Jahren im plasmanächsten Blanket 1 bei einer Beimischung von 1 vol.% Uran einen über 90%-igen Anteil an Pu-239 im Isotopenvektor. Der Anteil an Pu-238 ist mit etwa 1% noch zu gering, um Auswirkungen auf die Waffentauglichkeit zu haben. Das entstandene Plutonium wäre daher hervorragend für Waffenzwecke geeignet.

Bei der Betrachtung von realistischen Produktionsstrategien wurde in zwei grobe Varianten unterteilt. Variante A wäre eine heimliche nicht optimierte Produktion. Das Reaktordesign wäre hier nicht direkt für eine Produktion von Plutonium ausgelegt. Die zunächst einfachste Strategie der Zulegierung von Uran in die Pb-17Li Legierung sind durch die Temperatur der Legierung bestimmte Grenzen gesetzt. Bei den normalen Betriebstemperaturen wäre maximal eine Löslichkeit vergleichbar mit der Beimischung von 0.001 vol% Uran in die Legierung erreichbar (475° C). Erst bei Temperaturen ab 600° C sind Zulegierungen von 0.01 vol% möglich. Die Produktionsraten dieser Variante sind nicht besonders attraktiv. Allerdings wäre es auch vorstellbar, dass Uran in auskristallisierter Form in kleinen Partikeln beigemischt wird.

Die Variante B würde einen gewissen Umbau der Blanketstrukturen bedeuten, die leichter feststellbar wäre. Hier könnte ein Akteur zwei Strategien verfolgen. Wenn ge-

nug Kühlmöglichkeit vorhanden oder zusätzlich installiert wird und gleichzeitig genug Ausgangsmaterial vorhanden ist, sind die günstigsten Produktionsbedingungen nahe beim Plasma in den ersten Blankets bei möglichst hohen Urankonzentrationen. Dies würde aber auch die Detektierbarkeit eines Umbaus in einer Anlage wesentlich erhöhen. Soll eine Leistungserhöhung begrenzt bleiben und sind nur beschränkte Mengen Ausgangsmaterial vorhanden, ist es günstiger, mit hohen Konzentrationen in den plasmafernen Blankets als mit niedrigen Konzentrationen in den plasmanahen Blankets zu brüten. Die erreichbaren Konzentrationen an Plutonium pro Masse eingesetztem Uran sind im Vergleich zu Reaktoren mit bis zu 20 kg/tHM Pu-239 bei Einsatz von 1 vol% Uran in der Legierung sehr hoch. In plasmafernen Blankets ist die Konzentration vor allem für niedrigere Volumenanteile Uran in der Legierung noch höher. In beiden Unterstrategien müssten die Blankets auch mit Einbauten für das Uran und eventuell eigener oder zusätzlicher Kühlung versehen werden. Dies wäre relativ aufwändig und auch einfach zu entdecken.

Fusionsreaktoren haben demnach ein ausserordentlich hohes Potential zum Erbrüten von Plutonium. Auch der notwendige Einsatz großer Mengen an Tritium ist in Hinsicht auf die Proliferationsproblematik zu bedenken. Aufgrund der Tatsache, dass in einem Fusionsreaktor im Prinzip keine fertilen oder spaltbaren Materialien im Normalbetrieb vorkommen (außer vielleicht in zukünftigen Hybridreaktoren) fallen Fusionsreaktoren auch möglicherweise unter keine der Bedingungen internationaler Verträge zur Kontrolle kernwaffenrelevanter Materialien.¹⁶¹ Auch fallen Fusionsreaktoren nicht unter die Definitionen für den Begriff „Reaktor“ der IAEA (siehe Anhang H). Da bisher auch keine expliziten Safeguardsmaßnahmen für Fusionsreaktoren ausgearbeitet sind, wäre es im Falle dieser Technologie klug, so früh wie möglich über proliferationsresistente Anlagendesigns und Kontrollmöglichkeiten nachzudenken. Bezüglich von Kontrollmöglichkeiten könnten dies bestimmte Detektionsmöglichkeiten durch Neutronenaktivierung oder auch Messungen der Neutronenaktivität in den bestrahlten Modulen betreffen. Ebenfalls könnten Spaltprodukte in der Tokamakhalle detektiert werden und es wäre eine visuelle Prüfung und Gewichtskontrolle der Module möglich. Bezüglich des Anlagendesigns ist das PPCS-A Konzept möglicherweise resistenter gegen einen Gebrauch zur Erzeugung kernwaffenrelevanter Materialien als andere Konzepte der PPCS Studie. So verwendet etwa das PPCS-B Design Lagen von Lithium-ortho-Silikat zum Tritiumbrüten mit einem dazwischenliegenden heliumgekühltes Kugelbett aus Berylliumkugeln zur Neutronenmultiplikation. Hier wäre eine Beimischung eines Prozentteils an Urankugeln zu den Berylliumkugeln in bestimmte Lagen möglicherweise viel einfacher zu bewerkstelligen, als eine geringe Konzentration von Uran in der Pb-17Li Legierung in PPCS-A bzw. der Einbau von Brutstrukturen in den Blankets.

¹⁶¹Safeguards beziehen sich üblicherweise auf Materialien und nicht auf Anlagen. Bei Einsatz dieser Materialien in einem Fusionsreaktor wäre ein Land, das Mitglied im NVV ist, im Prinzip dazu verpflichtet, den Besitz und die Verwendung gegenüber der IAEA zu melden. Es käme aber letztlich auf die Kontrolle der Anlage an, ob eine heimliche Produktion entdeckt werden kann. Zu Safeguards siehe auch Kap. 2 und Anhang H.

Die derzeitige Tokamak-Fusionsforschung in Europa ist mit Sicherheit auf ein ziviles Energieprogramm ausgelegt. Allerdings wäre es wünschenswert, die möglichst weitgehende Proliferationsresistenz einer solchen Anlage durch extrinsische und intrinsische Maßnahmen so früh wie möglich in die Auslegung des Anlagenkonzepts mit einzubeziehen und gerade jetzt in der Erforschungs- und Erprobungsphase mitzubedenken und auch mögliche Massnahmen auf ihre Tauglichkeit zu überprüfen.

Blanket 1					
Tage	5	200	400	600	800
Pu-238	6.19e-04	1.14e-01	2.38e-01	3.59e-01	4.79e-01
Pu-239	9.99e+01	9.88e+01	9.77e+01	9.66e+01	9.55e+01
Pu-240	1.02e-01	1.05e+00	2.00e+00	2.92e+00	3.82e+00
Pu-241	3.32e-05	1.32e-02	4.89e-02	1.03e-01	1.76e-01
Pu-242	7.70e-10	4.41e-05	3.27e-04	1.05e-03	2.40e-03
Tage	1000	1200	1400	1600	1800
Pu-238	5.96e-01	7.11e-01	8.25e-01	9.36e-01	1.05e+00
Pu-239	9.44e+01	9.34e+01	9.23e+01	9.13e+01	9.02e+01
Pu-240	4.69e+00	5.54e+00	6.36e+00	7.16e+00	7.94e+00
Pu-241	2.66e-01	3.71e-01	4.87e-01	6.15e-01	7.54e-01
Pu-242	4.55e-03	7.65e-03	1.18e-02	1.72e-02	2.39e-02

Blanket 2					
Tage	5	200	400	600	800
Pu-238	2.80e-04	2.39e-02	5.01e-02	7.60e-02	1.02e-01
Pu-239	0.99e+02	9.95e+01	9.91e+01	9.86e+01	9.82e+01
Pu-240	4.71e-02	4.59e-01	8.81e-01	1.30e+00	1.71e+00
Pu-241	1.31e-05	1.97e-03	7.42e-03	1.61e-02	2.81e-02
Pu-242	6.82e-07	2.41e-06	2.16e-05	7.12e-05	1.65e-04
Tage	1000	1200	1400	1600	1800
Pu-238	1.27e-01	1.52e-01	1.77e-01	2.02e-01	2.26e-01
Pu-239	9.77e+01	9.73e+01	9.68e+01	9.64e+01	9.59e+01
Pu-240	2.12e+00	2.53e+00	2.93e+00	3.33e+00	3.72e+00
Pu-241	4.31e-02	6.09e-02	8.14e-02	1.05e-01	1.30e-01
Pu-242	3.19e-04	5.43e-04	8.52e-04	1.26e-03	1.77e-03

Blanket 3					
Tage	5	200	400	600	800
Pu-238	6.28e-04	5.73e-03	1.28e-02	1.99e-02	2.69e-02
Pu-239	0.99e+02	9.98e+01	9.96e+01	9.94e+01	9.92e+01
Pu-240	1.65e-02	1.99e-01	3.77e-01	5.55e-01	7.31e-01
Pu-241	6.39e-05	3.33e-04	1.15e-03	2.50e-03	4.32e-03
Pu-242	1.01e-07	7.72e-08	1.43e-06	4.80e-06	1.11e-05
Tage	1000	1200	1400	1600	1800
Pu-238	3.41e-02	4.11e-02	4.79e-02	5.51e-02	6.21e-02
Pu-239	9.91e+01	9.89e+01	9.87e+01	9.85e+01	9.83e+01
Pu-240	9.09e-01	1.08e+00	1.26e+00	1.44e+00	1.61e+00
Pu-241	6.62e-03	9.80e-03	1.34e-02	1.75e-02	2.21e-02
Pu-242	2.13e-05	3.68e-05	5.90e-05	8.86e-05	1.27e-04

Blanket 4					
Tage	5	200	400	600	800
Pu-238	1.69e-03	8.24e-04	3.21e-03	4.96e-03	7.59e-03
Pu-239	0.99e+02	9.99e+01	9.98e+01	9.97e+01	9.96e+01
Pu-240	1.02e-02	9.84e-02	1.94e-01	2.86e-01	3.79e-01
Pu-241	5.86e-05	1.24e-04	4.34e-04	9.43e-04	1.62e-03
Pu-242	2.49e-07	6.38e-08	2.29e-07	8.67e-07	2.26e-06
Tage	1000	1200	1400	1600	1800
Pu-238	9.00e-03	1.03e-02	1.25e-02	1.40e-02	1.58e-02
Pu-239	9.95e+01	9.94e+01	9.93e+01	9.92e+01	9.91e+01
Pu-240	4.71e-01	5.62e-01	6.54e-01	7.45e-01	8.37e-01
Pu-241	2.51e-03	3.21e-03	4.08e-03	5.10e-03	6.27e-03
Pu-242	3.96e-06	6.64e-06	9.97e-06	1.41e-05	1.94e-05

Tabelle 5.6.: Plutoniumisotopenvektor [%] über dem Abbrand in Tagen im Blanket 1 Modul II für einen Uranvolumenanteil von 0.01 vol% in der Legierung.

Vol% U_{nat} in Pb-17Li		Blanket 1	Blanket 2	Blanket 3	Blanket 4	Blanket 5	Total Modul	Total 20 °	Total Reaktor
10%	I	3.57e+01	1.05e+01	3.32e+00	1.15e+00		5.07e+01		
	II	4.22e+01	1.31e+01	4.27e+00	1.53e+00		6.11e+01		
	III	3.99e+01	1.26e+01	4.15e+00	1.50e+00		5.81e+01		
	IV	8.90e+01	2.14e+01	5.98e+00	1.81e+00	5.50e-01	1.19e+02		
	V	1.04e+02	2.57e+01	7.10e+00	2.00e+00	5.60e-01	1.40e+02		
	VI	7.98e+01	1.90e+01	5.20e+00	1.51e+00	4.29e-01	1.06e+02	5.34e+02	9.62e+03
5%	I	2.47e+01	7.57e+00	2.47e+00	9.38e-01		3.57e+01		
	II	2.87e+01	9.27e+00	3.17e+00	1.22e+00		4.24e+01		
	III	2.77e+01	9.10e+00	3.20e+00	1.29e+00		4.13e+01		
	IV	6.13e+01	1.54e+01	4.66e+00	1.52e+00	4.82e-01	8.33e+01		
	V	7.14e+01	1.84e+01	5.58e+00	1.73e+00	5.32e-01	9.77e+01		
	VI	5.48e+01	1.34e+01	3.94e+00	1.23e+00	3.80e-01	7.37e+01	3.74e+02	6.73e+03
1%	I	1.59e+01	5.01e+00	1.76e+00	7.37e-01		2.34e+01		
	II	1.82e+01	6.13e+00	2.23e+00	9.73e-01		2.75e+01		
	III	1.78e+01	6.02e+00	2.22e+00	9.75e-01		2.70e+01		
	IV	3.88e+01	9.99e+00	3.39e+00	1.22e+00	4.32e-01	5.39e+01		
	V	4.46e+01	1.18e+01	3.93e+00	1.41e+00	4.82e-01	6.22e+01		
	VI	3.47e+01	8.79e+00	2.87e+00	1.01e+00	3.43e-01	4.77e+01	2.42e+02	4.35e+03
0.5%	I	1.47e+01	4.68e+00	1.66e+00	7.20e-01		2.18e+01		
	II	1.68e+01	5.69e+00	2.09e+00	9.47e-01		2.55e+01		
	III	1.66e+01	5.59e+00	2.07e+00	9.35e-01		2.52e+01		
	IV	3.61e+01	9.31e+00	3.20e+00	1.18e+00	4.31e-01	5.02e+01		
	V	4.12e+01	1.08e+01	3.66e+00	1.32e+00	4.58e-01	5.75e+01		
	VI	3.21e+01	8.09e+00	2.75e+00	9.81e-01	3.34e-01	4.42e+01	2.24e+02	4.04e+03
0.1%	I	1.39e+01	4.43e+00	1.60e+00	6.89e-01		2.06e+01		
	II	1.58e+01	5.38e+00	1.97e+00	8.97e-01		2.40e+01		
	III	1.57e+01	5.30e+00	2.00e+00	9.13e-01		2.39e+01		
	IV	3.38e+01	8.66e+00	3.01e+00	1.13e+00	4.05e-01	4.70e+01		
	V	3.85e+01	1.01e+01	3.44e+00	1.25e+00	4.44e-01	5.37e+01		
	VI	3.01e+01	7.60e+00	2.60e+00	9.46e-01	3.38e-01	4.16e+01	2.11e+02	3.79e+03
0.05%	I	1.37e+01	4.40e+00	1.59e+00	6.82e-01		2.04e+01		
	II	1.56e+01	5.30e+00	1.96e+00	9.00e-01		2.37e+01		
	III	1.55e+01	5.25e+00	1.97e+00	8.97e-01		2.36e+01		
	IV	3.35e+01	8.62e+00	3.03e+00	1.15e+00	4.22e-01	4.67e+01		
	V	3.82e+01	9.99e+00	3.40e+00	1.24e+00	4.48e-01	5.33e+01		
	VI	2.99e+01	7.54e+00	2.54e+00	9.33e-01	3.30e-01	4.13e+01	2.09e+02	3.76e+03
0.001%	I	1.37e+01	4.38e+00	1.58e+00	6.77e-01		2.03e+01		
	II	1.55e+01	5.29e+00	1.98e+00	8.95e-01		2.36e+01		
	III	1.54e+01	5.20e+00	1.95e+00	8.96e-01		2.35e+01		
	IV	3.33e+01	8.55e+00	2.98e+00	1.13e+00	4.20e-01	4.64e+01		
	V	3.79e+01	9.93e+00	3.40e+00	1.26e+00	4.52e-01	5.30e+01		
	VI	2.96e+01	7.47e+00	2.54e+00	9.22e-01	3.32e-01	4.08e+01	2.08e+02	3.74e+03
0.0001%	I	1.37e+01	4.39e+00	1.59e+00	6.86e-01		2.03e+01		
	II	1.55e+01	5.28e+00	1.98e+00	9.03e-01		2.36e+01		
	III	1.54e+01	5.21e+00	1.96e+00	8.99e-01		2.35e+01		
	IV	3.32e+01	8.54e+00	2.99e+00	1.13e+00	4.14e-01	4.63e+01		
	V	3.79e+01	9.93e+00	3.39e+00	1.25e+00	4.53e-01	5.29e+01		
	VI	2.95e+01	7.48e+00	2.54e+00	9.17e-01	3.32e-01	4.08e+01	2.07e+02	3.73e+03

"

Tabelle 5.7.: Gesamte deponierte Leistung in Megawatt in den Blankets der Module I-VI für verschiedene Konzentrationen Natururan in der Pb-17Li Legierung.

Vol% U_{nat} in Pb-17Li		Blanket 1	Blanket 2	Blanket 3	Blanket 4	Blanket 5	Total Modul	Total 20 °	Total Reaktor
10%	I	2.48e+01	1.07e+01	4.18e+00	1.65e+00		4.14e+01		
	II	2.67e+01	1.28e+01	5.27e+00	2.19e+00		4.69e+01		
	III	2.86e+01	1.29e+01	5.29e+00	2.22e+00		4.91e+01		
	IV	5.99e+01	2.09e+01	8.36e+00	3.15e+00	1.02e+00	9.33e+01		
	V	6.51e+01	2.35e+01	9.27e+00	3.34e+00	1.02e+00	1.02e+02		
	VI	5.27e+01	1.81e+01	6.94e+00	2.48e+00	7.81e-01	8.10e+01	4.14e+02	7.45e+03
5%	I	1.42e+01	6.16e+00	2.43e+00	9.93e-01		2.38e+01		
	II	1.51e+01	7.20e+00	3.03e+00	1.32e+00		2.66e+01		
	III	1.62e+01	7.29e+00	2.99e+00	1.32e+00		2.78e+01		
	IV	3.43e+01	1.16e+01	4.77e+00	1.89e+00	6.61e-01	5.32e+01		
	V	3.70e+01	1.30e+01	5.40e+00	2.14e+00	7.30e-01	5.83e+01		
	VI	3.02e+01	1.00e+01	4.04e+00	1.56e+00	5.25e-01	4.63e+01	2.36e+02	4.25e+03
1%	I	4.42e+00	1.80e+00	6.94e-01	3.04e-01		7.22e+00		
	II	4.63e+00	2.10e+00	8.48e-01	3.91e-01		7.97e+00		
	III	5.06e+00	2.14e+00	8.53e-01	3.95e-01		8.45e+00		
	IV	1.08e+01	3.12e+00	1.31e+00	5.65e-01	2.22e-01	1.60e+01		
	V	1.17e+01	3.49e+00	1.46e+00	6.18e-01	2.36e-01	1.75e+01		
	VI	9.51e+00	2.75e+00	1.13e+00	4.77e-01	1.70e-01	1.40e+01	7.12e+01	1.28e+03
0.5%	I	2.76e+00	1.07e+00	3.97e-01	1.83e-01		4.41e+00		
	II	2.88e+00	1.24e+00	4.98e-01	2.30e-01		4.85e+00		
	III	3.16e+00	1.28e+00	5.01e-01	2.37e-01		5.18e+00		
	IV	6.70e+00	1.80e+00	7.43e-01	3.29e-01	1.33e-01	9.70e+00		
	V	7.28e+00	2.00e+00	8.31e-01	3.52e-01	1.35e-01	1.06e+01		
	VI	5.94e+00	1.59e+00	6.33e-01	2.74e-01	1.04e-01	8.54e+00	4.33e+01	7.79e+02
0.1%	I	8.11e-01	3.04e-01	1.07e-01	4.89e-02		1.27e+00		
	II	8.56e-01	3.46e-01	1.33e-01	6.20e-02		1.40e+00		
	III	9.46e-01	3.59e-01	1.30e-01	6.48e-02		1.50e+00		
	IV	2.02e+00	4.77e-01	1.93e-01	8.87e-02	3.63e-02	2.81e+00		
	V	2.17e+00	5.25e-01	2.15e-01	9.55e-02	3.74e-02	3.04e+00		
	VI	1.79e+00	4.12e-01	1.63e-01	7.20e-02	2.83e-02	2.47e+00	1.25e+01	2.25e+02
0.05%	I	4.51e-01	1.68e-01	5.87e-02	2.64e-02		7.04e-01		
	II	4.77e-01	1.88e-01	7.23e-02	3.47e-02		7.72e-01		
	III	5.17e-01	1.99e-01	7.23e-02	3.49e-02		8.23e-01		
	IV	1.11e+00	2.56e-01	1.03e-01	4.80e-02	2.04e-02	1.54e+00		
	V	1.19e+00	2.84e-01	1.14e-01	5.17e-02	2.05e-02	1.66e+00		
	VI	9.98e-01	2.23e-01	8.79e-02	3.99e-02	1.55e-02	1.36e+00	6.87e+00	1.24e+02
0.01%	I	1.00e-01	3.67e-02	1.26e-02	5.82e-03		1.55e-01		
	II	1.04e-01	4.17e-02	1.54e-02	7.39e-03		1.69e-01		
	III	1.16e-01	4.32e-02	1.54e-02	7.47e-03		1.82e-01		
	IV	2.46e-01	5.56e-02	2.18e-02	1.04e-02	4.22e-03	3.38e-01		
	V	2.64e-01	6.17e-02	2.47e-02	1.12e-02	4.61e-03	3.66e-01		
	VI	2.20e-01	4.85e-02	1.88e-02	8.61e-03	3.33e-03	3.00e-01	1.51e+00	2.72e+01
0.001%	I	1.03e-02	3.76e-03	1.30e-03	6.00e-04		1.60e-02		
	II	1.07e-02	4.30e-03	1.58e-03	7.71e-04		1.74e-02		
	III	1.20e-02	4.41e-03	1.56e-03	7.80e-04		1.87e-02		
	IV	2.52e-02	5.69e-03	2.23e-03	1.06e-03	4.46e-04	3.46e-02		
	V	2.71e-02	6.35e-03	2.53e-03	1.14e-03	4.81e-04	3.76e-02		
	VI	2.26e-02	4.93e-03	1.93e-03	8.78e-04	3.47e-04	3.07e-02	1.55e-01	2.79e+00

Tabelle 5.8.: Plutoniumproduktion in den Blankets der Module I-VI für verschiedene Konzentrationen Natururan in der Pb-17Li Legierung. Angaben in Kilogramm pro Jahr verfügbare Bestrahlungszeit.

6. Spallationsneutronenquellen SNQ

Wie mit jeder Neutronen erzeugenden Technologie lassen sich prinzipiell auch mit Spallationsneutronenquellen kernwaffenrelevante Materialien (Plutonium, Uran-233 und Tritium) durch Neutronenbeschuss (von Uran, Thorium bzw. Lithium oder Helium-3) erzeugen. Um das Proliferationspotential von SNQs zu beurteilen, ist es wesentlich, die möglichen Produktionsraten zu bestimmen. Produktionsmengen pro Jahr geben relevante Informationen für die mit den Anlagen verbundenen Proliferationsgefahren. Eine entsprechende Signifikanzschwelle als Kriterium, ab wann eine Anlage als proliferationsrelevant einzustufen ist oder nicht, lässt sich nicht völlig eindeutig festlegen.¹⁶² Zum Zwecke einer präventiven Technologieanalyse kann aber an dieser Stelle eine Produktionsrate von 500 g pro Jahr als signifikant angenommen werden. Eine solche Produktionsrate würde es erlauben in 8-10 Jahren genug Plutonium (U-233) für eine Kernwaffe (4-5 kg) zu produzieren. Die Berechnungen in diesem Kapitel erfolgen anhand von einfachen MCNP-Modellen, mit denen eine kleine Parameterraumstudie durchgeführt wird, um eine Bewertung der Proliferationsresistenz von SNQs vorzunehmen.

6.1. Verbreitung von Spallationsneutronenquellen und Beschleunigerentwicklung

Bisher wurden nur in wenigen Ländern große Spallationsanlagen gebaut, die auch ausschließlich für Forschungszwecke und nicht zur Materialproduktion konzipiert sind (siehe Anhang F). Dass in der Vergangenheit ausschließlich Reaktoren zur Produktion von Plutonium genutzt wurden liegt einerseits daran, dass genügend effiziente Hochstrombeschleuniger noch nicht zur Verfügung standen, andererseits erschien die Produktion mittels SNQ als vergleichsweise kostenintensiv. Die Proliferationsgefahren von SNQs wurden daher bislang als gering eingeschätzt. Für SNQs wurden daher bis heute keine expliziten Safeguards oder andere Kontrollmechanismen entwickelt bzw. angewendet (siehe auch Anhang H). Dieses Bild der Proliferationsrisiken von SNQs

¹⁶²Zur Eindeutigkeit des Signifikanzkriteriums siehe auch Fußnote 188.

könnte sich aus den folgenden vier sich wechselseitig beeinflussenden Gründen wandeln:

1. SNQs in der Forschung.
2. Verbesserung der Leistungsfähigkeit.
3. Nutzung zur Isotopenproduktion in Industrie und Militär.
4. Anwendungen zur Energieerzeugung und Transmutation.

1 SNQs in der Forschung

Aufgrund der Dynamik in der Beschleunigerentwicklung werden SNQs die Rolle von Reaktoren zur Neutronenerzeugung für die Forschung ergänzen bzw. ersetzen, was wiederum positiv auf die Dynamik der Beschleunigerentwicklung rückwirkt.

SNQs haben bis in die 1980 Jahre hinein nur eine kleine Rolle in der Forschungslandschaft gespielt. Dies lag vor allem an den hohen Kosten und an den technischen Schwierigkeiten eine entsprechend dimensionierte Beschleunigeranlage zu bauen, deren Energie und Strom ausreichend war, um Neutronenflüsse zu erzeugen, die mit gängigen Hochflussreaktoren konkurrieren könnten.

Ein Konzept für eine große Forschungsneutronenquelle, der „Intense Neutron Generator“ (ING), wurde schon 1966 in Kanada vorgelegt [Bartholomew und Tunnicliffe, 1966]. Vorgesehen war ein Protonenstrom von 65 mA bei einer Energie von 1 GeV. Die Studie ist äußerst detailliert und beinhaltet auch die ersten systematischen Messungen von Spallationsneutronen, die durch den Beschuss von verschiedenen Materialien, unter anderem Uran, mit Protonen verschiedener Energie am Cosmotron in Brookhaven gewonnen wurden.

Seit den 1980er Jahren wurden weltweit zunehmend Spallationsneutronenquellen für die Forschung gebaut. Die neueste und größte Quelle, die Spallation-Neutron-Source (SNS), wurde 2006 in den USA fertiggestellt. Einen Überblick zu einigen Anlagen, die bisher gebaut wurden bzw. geplant sind, bietet Tab. F.1 im Anhang F.

Das Hauptmerkmal, warum Spallationsneutronenquellen in Zukunft eine ernsthafte Konkurrenz für die etablierte Nutzung der Reaktortechnologie sind, ist jedoch das außerordentliche Entwicklungspotential der Spallationsneutronenquellen hinsichtlich des zu erreichenden Spitzenflusses, und der zugrundeliegenden Möglichkeiten die zeitliche Struktur des Beschleunigerstrahls direkt in einen gepulsten Neutronenstrahl umzuwandeln, ohne hohe Flussverluste durch die Nutzung von Choppern etc. hinnehmen zu müssen. Reaktoren sind durch die maximale zu erreichende Leistungsdichte bezüglich

des maximalen Flusses prinzipiell begrenzt. Historisch gesehen erreichte nach einer raschen Entwicklung des Flusses in den 1950er und 1960er Jahren der Spitzenfluss von Forschungsreaktoren eine Sättigung wie in Abb. 6.1 dargestellt. SNQs haben hier durchaus das Potential auch bei den mittleren Flüssen die Reaktoren noch zu übertreffen.

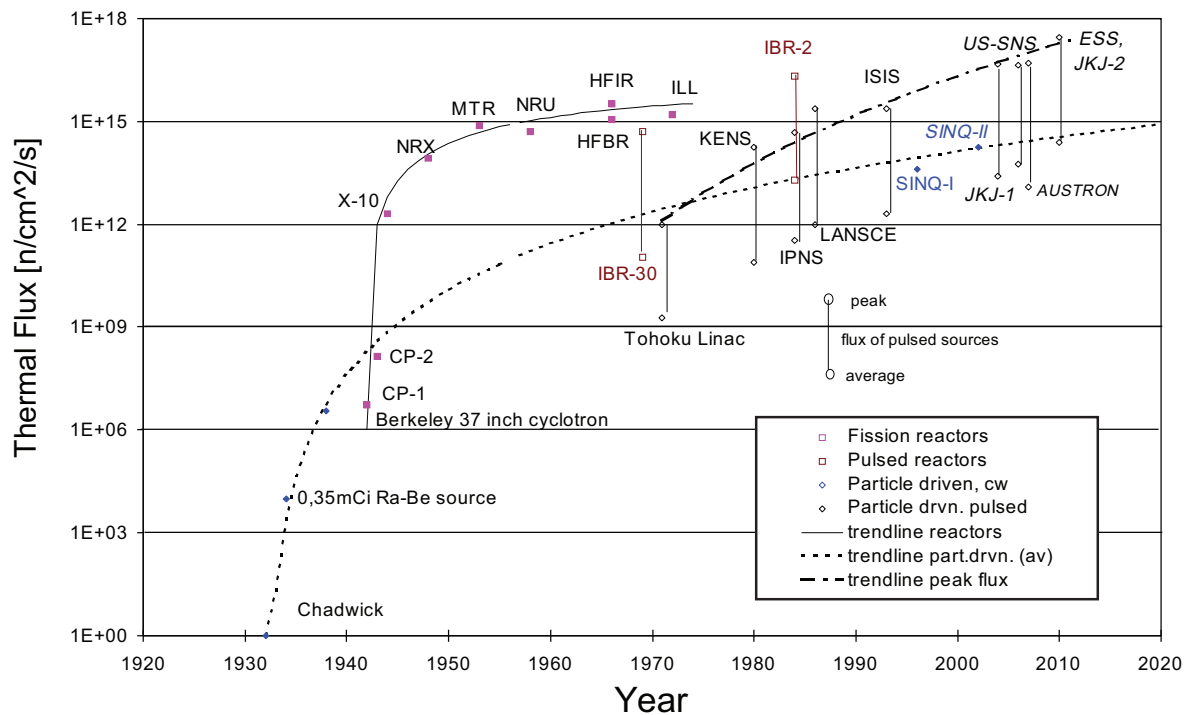


Abbildung 6.1.: Historische Entwicklung des Neutronenflusses. Bild adaptiert von [Cho, 2004] (Erstveröffentlichung in [Bauer, 2001]).

2 Verbesserung der Leistungsfähigkeit

Beschleunigerparameter, die für bereits heute existierende Spallationsquellen genutzt werden, sind Ströme im Bereich zwischen 0.1 und 1.8 mA und Energien zwischen 0.5 und 1,5 GeV. Die äußere Dimension einer solchen Anlage hängt vom verwendeten Beschleunigertyp und der zu erreichenden Endenergie der Ionen ab. Ein Linearbeschleuniger hat typischerweise eine Länge von hundert bis zu einigen hundert Metern. Cyclotrons sind wesentlich kompakter und haben einen Durchmesser von einigen bis zu über zehn Metern.¹⁶³

¹⁶³Das Cyclotron am Paul Scherrer Institut (PSI) in der Schweiz mit einer Energie von 590 MeV und einem Strom von 1.8 mA (2004) hat beispielsweise einen Durchmesser von ca. 9 m.

Die technologische Dynamik der Beschleunigerentwicklung hat in den letzten 20 Jahren zu einer Steigerung der verwendeten Beschleunigerströme geführt. Standen in den 1970 und 1980er Jahren Anlagen mit Strömen von einigen 0.1 mA an der Spitze der Entwicklung, sind heute Anlagen mit bis zu 2.0 mA (SINQ) in Betrieb.¹⁶⁴ Zukünftige Upgrades bis zu Strömen von 3 mA sind angestrebt [Wagner et al., 2008]. Bei Cyclotronen besteht jedoch eine Grenze für hohe Ströme etwa bei 10 mA aufgrund der notwendigen Extraktion eines hinreichend fokussierten Strahls. Mit LINACS können Ströme bis zu 100 mA mit heute verfügbarer Technologie transportiert werden, wie die erfolgreiche Demonstration des Betriebs von Prototypen für Vorbeschleuniger (LINAC-RFQ) mit Strömen von bis zu 100 mA zeigt [Smith und Schneider, 2004]. Die prinzipielle Machbarkeit ist hier eher durch die Ökonomie als durch die Technologie beschränkt.

Im niederenergetischen Bereich sind einige Systeme bereits kommerziell erhältlich, wie etwa das CYCLOTRON 30 der Firma IBA mit einer Strahlenergie von 30 MeV und einem Strom bis zu 0.8 mA oder das TR 30 der Firma ASCI mit 30 MeV und bis zu 1.6 mA Strom [Sabaiduc et al., 2007]. Das LANSAR PL-11 der Firma AccSys erzeugt einen mittleren Strom von 1 mA bei einer Protonenenergie von 11 MeV.

Eine weitere Steigerung des Stromes von größeren Beschleunigeranlagen auf mindestens 10 mA in der näheren Zukunft ist zu erwarten. Eine sehr gute Übersicht über die Beschleunigerentwicklung, deren Probleme und Aussichten im Hinblick auf hohe Leistungen bietet [IAEA, 2002a; OECD, 2006]. Bei der Abschätzung des Proliferationsrisikos von SNQs kann daher als konservative Annahme ein Strom von mehr als 0.1 mA (100 μ A), als moderate Annahme ein Strom von 1 mA und als progressive Annahme ein Strom von 10 mA zugrundegelegt werden. Zukünftig könnten auch Anlagen mit bis zu 100 mA verwirklicht werden.

3 Nutzung zur Isotopenproduktion in Industrie und Militär

Beschleuniger werden nicht nur für Spallationsneutronenquellen eingesetzt, sondern ebenso in anderen Bereichen der Forschung, Industrie und Medizin etwa zur Isotopenproduktion oder zur Behandlung von Krankheiten.¹⁶⁵ Eine weitere Zunahme der Nutzung und damit der Weiterverbreitung dieser Technologie ist zu erwarten. Dies wirkt sich wiederum auf ihre Weiterentwicklung und die Technologiedynamik aus und in Zukunft werden Beschleunigersysteme und Komponenten immer kompakter, energieeffizienter und leistungstärker, sowie vor allem auch kostengünstiger erhältlich sein.

¹⁶⁴Das Cyclotron am Paul Scherrer Institute zeigt, wie sich über die Jahre aufgrund neuer technischer Möglichkeiten die Leistungsfähigkeit der Anlage ständig verbessert hat. War zur Drucklegung von [Englert und Liebert, 2006] der Strom der Anlage noch bei 1.8 mA wird heute schon ein Strom von 2 mA genutzt.

¹⁶⁵In der Strahlentherapie werden typischerweise nur Ströme von einigen 100 nA eingesetzt.

Zur Geschichte der industriellen Nutzung zur Erzeugung von spaltbaren Isotopen und zur militärischen Nutzung sei Folgendes angemerkt. Bereits seit den 1950er Jahren wurde in zahlreichen Projekten, angefangen von Papierstudien bis hin zu Demonstrationsanlagen, die Produktion kernwaffenrelevanter Materialien mit Beschleunigern unter Nutzung der Spallationsreaktion untersucht.

Der MTA (Materials Testing Accelerator) wurde während der Zeit von 1950-1954 im Lawrence Livermore Laboratory in den USA als Alternative zu den Reaktoren in Hanford und Savannah River zur Produktion spaltbaren Materials untersucht. 1952 wurde eine elektronukleare Produktionsfabrik mit dem Namen A-12 entwickelt, die ausgelegt war, Deuteronen mit einem Strom von 500 mA auf 350 MeV zu beschleunigen. Die Deuteronen wären dann durch Spallation in Neutronen verwandelt worden, die wiederum Pu-239 erzeugt hätten. Es wurde noch ein weiteres, verbessertes Konzept entwickelt, das den Namen C-50 erhielt. 1954 wurde das Projekt jedoch eingestellt und 1957 deklassifiziert [Magill und Peerani, 1999; Riendeau et al., 1999].

Mehrere Studien zum Konzept eines Accelerator-Breeder lebten in den 1970er Jahre wieder auf. Beispielfhaft¹⁶⁶ zu nennen sind der Linear Accelerator Breeder [Steinberg et al., 1976] und ein Konzept der kanadischen Gruppe, die den ING zur Produktion von spaltbarem Material ausgearbeitet hatte [Bartholomew et al., 1978; Fraser, 1981]. In Russland wurden ebenfalls in den 1970er Jahren Studien zu Accelerator-Breeder Konzepten verfasst (vgl. [Riendeau et al., 1999]).

Experimente zur Erzeugung von Plutonium wurden im Fertile-to-Fissile Programm am Los Alamos National Laboratory 1988 durchgeführt [Gilmore et al., 1988]. In Russland gab es ebenfalls eine Reihe von Untersuchungen zur Spallationsreaktion in Uran und zur Erzeugung spaltbaren Materials in den 1970er und 1980er Jahren [Vassil'kov et al., 1990].

In Frankreich [Lagniel, 1998] und in den USA wurden in den 1990er Jahren Programme zur Produktion von Tritium mit Spallationsneutronenquellen aufgelegt. Das US-Programm Accelerator Production of Tritium (APT) startete 1995 und wurde trotz der Entscheidung von 1998, die Tritiumproduktion für das Waffenprogramm mittels Bestrahlung von Lithiumblankets in kommerziellen Reaktoren zu gewährleisten, bis in das Jahr 2002 als Alternative fortgesetzt [Anderson et al., 1999]. Unter anderem wurde das Projekt LEDA (Low Energy Demonstration Accelerator) verwirklicht [Smith und Schneider, 2004] (s.u.).

¹⁶⁶Weitere Studien, die hier nicht zitiert werden, sind in [Riendeau et al., 1999] und in [Fraser, 1981] zusammengefasst.

4 Anwendungen zur Energieerzeugung und Transmutation

Seit den 1990er Jahren erleben Pläne zur Energieerzeugung mit beschleunigergetriebenen Reaktorsystemen neuen Auftrieb. Solche Anlagen könnten auch zur sog. Transmutation von radioaktiven Abfällen zur Umwandlung von langlebigen in kurzlebigere oder stabile Isotope dienen. Bisher handelt es sich aber um Forschungs- und Entwicklungsprojekte, von denen noch nicht klar ist, ob sie je zu einer kommerziell betriebenen Anlage führen werden [Liebert et al., 1999]. Sollte in diesem Bereich ein staatliches Programm zum Bau einer solchen Anlage aufgelegt werden, wird dies mit Sicherheit einen starken Einfluss auf die Fortentwicklung, Kommerzialisierung und Weiterverbreitung der Spallationstechnologie haben.

Vor allem seit den 1990er Jahren wurde vermehrt an Konzepten für beschleunigergetriebene Reaktor-Systeme (ADS - Accelerator Driven System) gearbeitet, die eine Spallationsneutronenquelle zur Neutronenerzeugung in Kopplung mit einem subkritischen Reaktor zur Energieerzeugung vorsahen. Ein Meilenstein ist die Idee des Energy Amplifier von Carlo Rubbia [Rubbia et al., 1995a; Rubbia et al., 1995b]. Seit Ende der 1990er Jahre fanden zahlreiche Forschungsaktivitäten weltweit statt, die die Möglichkeiten von ADS-Systemen untersuchen. Beispielhaft sei auf die IAEA Benchmark Studie [Gudowski et al., 2001] hingewiesen, an der viele Forschungsgruppen teilnahmen. Parallel zur Beschäftigung mit ADS-Systemen wurden ebenfalls neue Konzepte zur Transmutation radioaktiver Abfälle vorgeschlagen (ATW - Accelerator Transmutation of Waste), die eine Behandlung radioaktiver Abfälle mit Spallationsneutronen vorsehen, um besonders langlebige Isotope umzuwandeln [Arthur et al., 1994; DOE, 1999]. Allerdings ist die Beschäftigung mit ADS- und ATW-Systemen bisher noch in der Projektierungsphase, in der Computercodes abgeglichen, experimentelle Daten gewonnen und Designstudien ausgearbeitet werden. Es gibt auch Stimmen, die einen geschlossenen Brennstoffzyklus mit Thorium in ADS-Systemen propagieren und in den beschleunigergetriebenen Technologien die Zukunft der Kernenergie erkennen wollen.

Insgesamt kann man von einem neuerwachten Interesse an beschleunigergetriebenen Systemen seit den 1990er Jahren sprechen, da die Beschleuniger-Technologie mittlerweile einen Stand erreicht hat, der die unterschiedlichen Nutzungsinteressen erfüllen könnte.¹⁶⁷ Tatsächlich verwirklicht sind, außer Prototypen, dabei nur Spallationsneutronenquellen für die Nutzung in der Forschung. Die Nutzung von Spallationsneutronenquellen in der Forschung zur Untersuchung von kernphysikalischen Grundlagen und der Struktur und Dynamik von Materie, sowie der Möglichkeiten von ATW- und ADS-Maschinen, ist auch der Hauptanwendungszweck heutiger Spallationsneutronenquellen.

¹⁶⁷Dazu hat auch die Beschleunigerentwicklung in den US-Waffenlaboratorien im Zuge der Strategic Defense Initiative (SDI) in den 1980er Jahren beigetragen.

6.2. Spallationsprozess

Die Neutronenausbeute, die Anzahl der erzeugten Neutronen pro Proton, ist ein wesentlicher Parameter einer SNQ und hängt von der Energie des einfallenden Teilchens, vom Material und der Geometrie des Targets und weiteren Parametern ab. Typisch ist ein Wert von 1-70 Neutronen pro einfallendem Proton.

Um die Neutronen zu erzeugen, werden in SNQs Protonen mit Hilfe von Beschleunigern auf Energien von einigen hundert MeV bis zu einigen GeV beschleunigt und prallen anschließend auf ein Ziel (Target) aus Schwermetall. Typischerweise tritt die Spallationsreaktion bei Prozessen auf, an denen ein hochenergetisches Teilchen ($> \text{ca. } 100 \text{ MeV/Nukleon}$) und ein Kern beteiligt sind. Es wird üblicherweise nach mehreren nacheinander ablaufenden Prozessen unterschieden (Abb. 6.2). Die primäre Reaktion der schnellen energiereichen Protonen mit den Atomkernen des Targetmaterials kann als elastische Partikel-Partikel Kollision beschrieben werden (sog. intranukleare Kaskade). Eintreffende Protonen können Nukleonen oder Kernfragmente aus dem Kern heraus schlagen bzw. absplitteln lassen (engl. „to spall“). Der Kern fragmentiert in einen oder mehrere Restkerne und es wird eine größere Anzahl an Hadronen freigesetzt. Der resultierende Atomkern ist energetisch hochangeregt und dampft zusätzliche Neutronen ab, um einen niedriger angeregten Zustand zu erreichen (Pre-Equilibrium Phase, Evaporation); der heiße Kern kühlt dadurch ab.

Das ursprüngliche einfallende Proton - oder ein anderes durch dieses herausgeschlagenes Teilchen - kann noch genug Energie besitzen, um eine weitere oder sogar mehrere Spallationsreaktionen in weiteren Kernen auszulösen (sog. internukleare Kaskade). Wenn das Targetmaterial aus einem spaltbaren Material (wie z.B. Uran) besteht, können die entstandenen Neutronen darüber hinaus noch Kernspaltungen verursachen, welche die Anzahl der produzierten Neutronen nochmals erhöhen.

Zu den Prozessen kurz im einzelnen.¹⁶⁸

Intranukleare Kaskade

Das Modell der intranuklearen Kaskade (INC-Modell), das dem Programmpaket MCNPX durch die Einbindung des Hochenergietransportcodes LAHET [Prael, 1989] zu Grunde liegt, benutzt eine semiklassische mikroskopische Beschreibung der Kollision zwischen einem Partikel und einem Kern.¹⁶⁹ Das Modell wurde zum ersten Mal von [Serber, 1947] vorgeschlagen.

¹⁶⁸Es kann nur die prinzipielle physikalische Modellvorstellung wiedergegeben werden. Detailliertere Beschreibungen der physikalischen Grundlagen der einzelnen Prozessen wurden in [Englert, 2004] erarbeitet. Dort findet sich neben umfangreicheren Literaturhinweisen auch eine Übersicht zur Umsetzung in MCNPX.

¹⁶⁹Zu den elastischen Wirkungsquerschnitten siehe Anhang G.

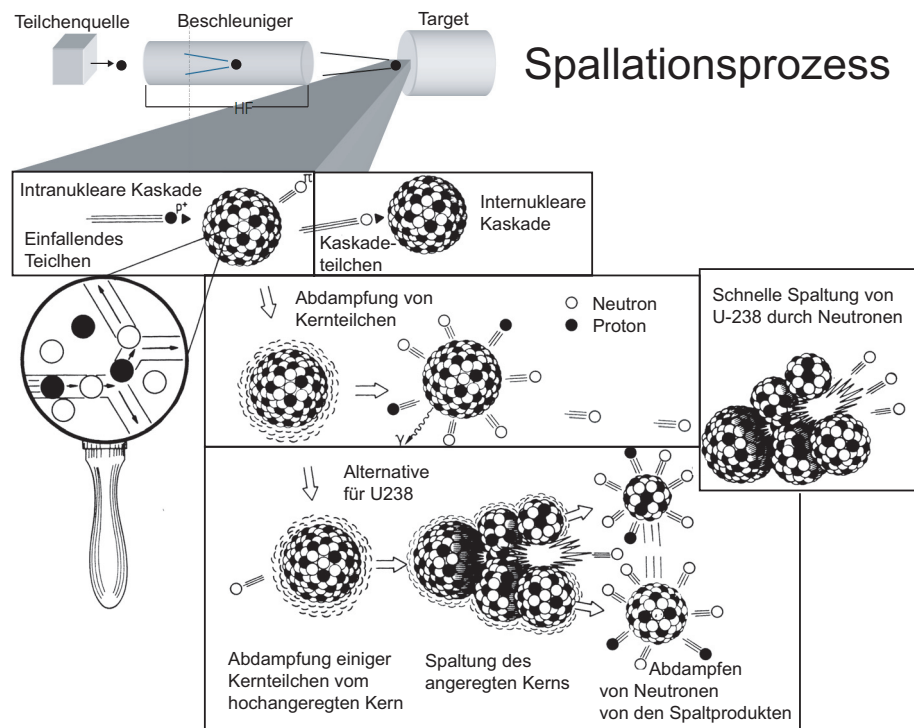


Abbildung 6.2.: Darstellung der Reaktionen beim Spallationsprozesses. Bild adaptiert von [Bauer et al., 1981]).

Das Modell beschreibt das Teilchen zunächst auf einer klassischen Bahn mit einem definierten Impuls. Tritt es an einem bestimmten Punkt in den Kern ein, der als freies entartetes Fermi-Gas beschrieben wird, kann es mit einem Nukleon des Kernes interagieren und elastisch oder inelastisch gestreut werden.

Es finden Reaktionen des einfallenden Partikels mit einem oder mehreren Nukleonen statt. Auch diese „angeregten“ Nukleonen, die sich ebenfalls auf einer definierten Trajektorie im Kern bewegen, können mit weiteren Nukleonen des Kernes reagieren. Man spricht von der intranuklearen Kaskade. Die Kaskade der „angeregten“ Nukleonen kann bei leichten Kernen aus ein bis zwei, bei schweren Kernen aus zwei bis vier Kollisionen bestehen. Die typische Zeitskala der Kaskade ist im Bereich $\tau_{cas} \sim R/\hat{v} \sim 10^{-23} - 10^{-22} \text{ s}$ (\hat{v} ist die mittlere Geschwindigkeit eines „angeregten“ Nukleons, R der Kernradius) [Iljinov et al., 1994].

Das einfallende Teilchen und die Nukleonen der Kaskade können, falls sie die Grenze des Kernes erreichen und falls ihre Energie hoch genug ist, diesen verlassen. Die Grundannahme für die Umsetzung als Monte-Carlo Routine in MCNP ist, dass die Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit einem Atomkern als lokalisierte Partikel-Partikel Kollision beschrieben (Klassische Mechanik) wird. Diese Annahme ist berechtigt, wenn

die De-Broglie Wellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$ des ursprünglichen Teilchens in etwa kleiner oder gleich der Größenordnung des Abstandes zweier Nukleonen ist ($R \approx 1.3 \cdot 10^{-13}$ cm). Da die typischen Energien ($300 \text{ MeV} - 1 \text{ GeV}$), die hier diskutiert werden, de-Broglie Wellenlängen im Bereich von $10^{-13} - 10^{-14}$ cm haben, kann man in guter Näherung diese Kaskade von Stößen annehmen und die Bahnen des einfallenden Teilchens und der im Kern gestoßenen Teilchen individuell verfolgen. Desweiteren wird angenommen, dass die Dauer einer Kollision viel kürzer als das mittlere Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen ist und dass es keine Wechselwirkung zwischen Teilchen der Kaskade gibt (Makroapproximation).¹⁷⁰ Außerdem muss die Anzahl der Teilchen N der Kaskade viel kleiner sein als die Anzahl der Nukleonen im Kern A : $N \ll A$.

Zusammen mit Modellen zur Verteilung der Ladungsdichte im Kern (z.B. das Bertini-Modell [Bertini, 1963])¹⁷¹, weiteren Annahmen zur Bindungsenergie der am wenigsten gebundenen Nukleonen, und zu den Wirkungsquerschnitten der wesentlichen Prozesse von Pionen, Neutronen und Protonen¹⁷², werden dann durch Monte-Carlo Methoden die entstandenen Teilchen und Restkerne und deren Trajektorien ermittelt.

Abdampfung von Neutronen: Nachdem die intranukleare Kaskade abgeschlossen ist, bleibt ein hochangeregter Compound-Kern zurück. Um den experimentell festgestellten Überschuss an relativ energiereichen Teilchen im Teilchenspektrum hochangeregter Compound-Kerne zu erklären, wurde das Multistage-Excitation-Modell oder auch Multistage-Preequilibrium-Model (MPM) entwickelt. Das Modell erklärt diesen Anteil des Spektrums durch den Übergang des Prä-Compound-Kernes aus der sogenannten Multistage-Preequilibriums-Phase in das statistische Gleichgewicht (Equilibrium).

Das Modell geht von der Vorstellung aus, dass nach jedem Stoß des einfallenden oder der sekundären Partikel ein Partikel-Loch Paar (Particle-Hole $p - h$), das sogenannte Exciton, im Kern entsteht. Nacheinander entstehen so Konfigurationen des Kernes nach dem Muster $2p1h$, $3p2h$ usw. Der Zustand eines Kernes wird in diesem Modell durch die Anzahl der Excitonen $n = p + h$ und durch die Anregungsenergie E^* beschrieben.

Der anfänglich hochangeregte Kern entwickelt sich zum Gleichgewicht, indem sich nach der intranuklearen Kaskade die noch vorhandene Anregungsenergie über eine immer größer werdende Anzahl von Excitonen durch Zweikörperstöße verteilt. Dieses

¹⁷⁰Die Nukleonen bewegen sich im wesentlichen durch ungestörte Kernmaterie, da ihre Geschwindigkeit viel größer ist als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Dichteschwankungen im Kern.

¹⁷¹Das Bertini Modell benutzt drei Zonen zur Beschreibung der Ladungsdichte im Kern. Neuere Codes wie ISABEL, INCL4 oder CEM benutzen mehr Zonen. Mehr Details zum Aufbau des Bertini Modells und Verweise zur Literatur der anderen Modelle in [Englert, 2004].

¹⁷²Es werden die Wirkungsquerschnitte der freien Prozesse aus experimentellen Daten verwendet.

klassischen Bild der Stöße zweier Teilchen veranschaulicht auch, dass es eine gewisse Wahrscheinlichkeit gibt, dass Teilchen den Kern verlassen bzw. abgedampft werden. Es besteht eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass durch mehrerer solcher Zweikörperstöße ein Teilchen soviel Energie sammelt um den Kern verlassen zu können.

Ist der Kern nach der direkten Stoßkaskade (INC-Phase) und der nachfolgenden Relaxation (MPM) durch Zweiteilchenstöße im statistischen Gleichgewicht, wird die Theorie des Compound-Kernes zur Beschreibung und Simulation der weiteren nuklearen Reaktionen herangezogen. Zum einen können weitere Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Kern verlassen. Zum anderen kann der Kern auch spalten. Das Dresner Evaporation-Model zum Beispiel [Dresner, 1962], welches neben weiteren wie dem ABLA Evaporationsmodell [Junhans et al., 1998] in MCNPX implementiert ist, entspricht physikalisch der Beschreibung eines Compound-Kernes bei hohen Anregungsenergien, wie sie ursprünglich von Bohr beschrieben wurde und später von Weißkopf-Ewing [Weisskopf und Ewing, 1940] fortgeführt wurde.

Im klassischen Bild der INC-Phase entspräche der Zustand des Compound Kernes der Vorstellung, dass sich die Energie gleichmäßig auf alle Nukleonen verteilt und der Compound-Kern jede „Erinnerung“ an seine Entstehung verloren hat. Reemission träte auf, wenn ein Teilchen durch viele Stöße soviel Energie erhalten würde, dass es das Kernpotential verlassen könnte.¹⁷³

Wie schon erwähnt besteht auch eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, dass sich der Compound-Kern während der Evaporationsphase spaltet. In MCNPX ist z.B. der RAL-Code mit dem Spaltmodell nach [Atchison, 1980] implementiert.

6.3. Vergleich der Simulation mit Experimenten

Die experimentelle Basis zur Entwicklung der verschiedenen Codeanteile beruht hauptsächlich auf der Reaktion von Protonen in Nichtaktiniden [Filges et al., 2001; Letourneau et al., 2000]. Generell ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation der Neutronenausbeute mit MCNPX für typische Elemente wie Pb, W, oder Hg sehr gut, für Nichtaktinide liegen auch veröffentlichte Wirkungsquerschnittstabellen für Protonenreaktionen vor. Für die Reaktionen in Uran ist die publizierte Datenbasis kleiner, Wirkungsquerschnittsbibliotheken für MCNP sind öffentlich nicht verfügbar und in der vorliegenden Arbeit werden daher alle Reaktionen bis zur Entstehung der Neutronen (INC, MPM, compound, fission) durch Modelle in MCNPX berechnet. Für Thorium ist die Datenbasis für Energien ab 150 MeV sehr klein und nur punktuell verfügbar. Um eine grobe Abschätzung des Fehlers der Simulation zu erhalten wurden

¹⁷³Details zu den dieser Arbeit verwendeten Standardeinstellung des Programms MCNPX mit den Niveaudichten nach [Ignatyuk et al., 1975] in [Englert, 2004].

Mat.,	\varnothing [cm]	L [cm]	E_p [GeV]	N_0	N_1	α	Ref.
A	10.2	60.1	≤ 1.5	$-(A+20)0.012$	$(A+20)0.1$	1	1
U	10.2	60.1	≤ 1.5	-6	50.0	1	1
U	10.2	60.1	≤ 1.5	-5.5	47.12	1	2
U	10.2	60.1	≤ 1.5	-4.03	33.6	1	3
U	8	40	≤ 5	-11.97	42.78	0.75	4

Tabelle 6.1.: Parameter der Gl. 6.1. A - Massenzahl, \varnothing , Durchmesser und L - Länge des Targetzylinders. [1,2,3,4]=[Carpenter, 1977; Bauer, 2001; Magill und Peerani, 1999; Hilscher et al., 1998].

in [Englert, 2004] zwei Experimente der Reaktion von Protonen in Uran durch eine MCNPX Simulation nachgerechnet und werden hier durch neue Simulationsoptionen des MCNPX Pakets ergänzt.¹⁷⁴ Die Ergebnisse werden in gekürzter Form wiedergegeben.

Neutronenmultiplikation

Es existieren mehrere Fits für die einfache empirische Gleichung

$$Y(E) = N_0 + N_1 \cdot E_p^\alpha \quad (6.1)$$

für den Neutronenyield $Y(E)$ in Abhängigkeit von der Energie E_p des einfallenden Protons. Tabelle 6.1 gibt verschiedene Werte der Fitparameter (N_0, N_1, α) wieder.

In Abb. 6.4 sind die verschiedenen Parametrisierungen gezeigt und die Berechnung eines Zylinder mit einem Durchmesser von 10 cm und 10 cm Länge in MCNPX (Pencil-Beam-Profile) dargestellt. Die Abweichungen der empirischen Gleichungen 6.1 ist in sich schon relativ hoch und die Übereinstimmung mit dem Simulationsergebnis nicht besonders gut. Aus diesem Grunde wurden nochmals detaillierter Experimente nachgerechnet.

Es wurde das Pionier-Experiment von [Fraser et al., 1965], das immer noch zitiert und als Datensatz verwendet wird [Carpenter, 1977; Hilscher et al., 1998; Bauer, 2001], und die neueren Experimente mit dem Berlin Neutron Ball (BNB) [Pienkowski et al., 1997; Hilscher et al., 1998] simuliert. Die experimentellen Ergebnisse eines Vergleichs der MCNPX Simulation mit [Fraser et al., 1965], aus dem Beschuss eines Uran-Zylinders ($\varnothing = 10.2 \text{ cm}$, $L = 60.1 \text{ cm}$) zeigt Abb. 6.4. Die Abweichung von Simulation und Experiment beträgt bis zu 28%.

¹⁷⁴Für Thorium lagen keine Veröffentlichungen vor, die eine detaillierte geometrische Nachbildung des Experiments erlaubt hätten.

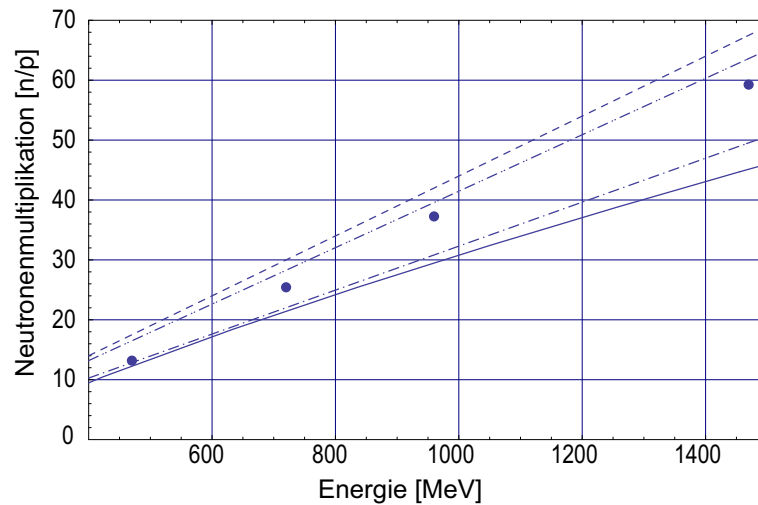


Abbildung 6.3.: Vergleich der MCNPX Simulation (Punkte) der Neutronenausbeute bei Beschuss von Uran mit den Parametrisierungen nach [Carpenter, 1977] (- -), [Bauer, 2001] (-.-.-), [Magill und Peerani, 1999] (---), [Hilscher et al., 1998] (—).

In Experimenten am BNB wurden mehrere Targetgeometrien (quadratisch $5 \times 5 \text{ cm}^2$ für $L = 0.3, 1.3, 6$ und 8 cm , zylindrisch mit $\varnothing = 8 \text{ cm}$ für $L = 20$ und 40 cm) bei einer Protonenenergie von 1.22 GeV vermessen. Abb. 6.5 zeigt die MCNPX-Ergebnisse.¹⁷⁵ Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung bei Verwendung des Bertini/Dresner Modells liegt innerhalb von 17%, überschätzt jedoch die Neutronenproduktion im Target. Bei Verwendung des INCL4 Evaporationscodes [Boudard et al., 2002] und der ABLA Spaltroutine sind maximale Abweichungen von bis zu 6% zu verzeichnen.¹⁷⁶

Der Vergleich der Simulation mit dem Experiment ergibt daher eine Übereinstimmung von etwa 20% bei Verwendung des Bertini-Dresner Modells. Angesichts der Komplexität der im Code verwendeten verschiedensten Modelle für die beteiligten physikalischen Prozesse ist das Ergebnis durchaus vielversprechend, zeigt jedoch auch die Grenzen der Simulation auf. Im Bezug auf die Berechnung einer möglichen Plutoniumproduktion in einem Uranspallationstarget kann die Fehlermarge noch als befriedigend angenommen

¹⁷⁵Simulationsergebnisse unter Einbeziehung der Detektoreffizienz-Parametrisierung des BNB aus [Létourneau et al., 2000].

¹⁷⁶Die Berechnungen in Kap. 6.5 [Englert und Liebert, 2006] wurden damals noch auf einem Einzelkernrechner, mit dem Bertini/Dresner Modell durchgeführt (siehe auch Anhang G). Bei Verwendung des INCL4/ABLA Codes wird die benötigte Rechenzeit in etwa verfünffacht. Eine Neuberechnung der Zylindergeometrien in Kap. 6.5 mit dem besseren INCL4/ABLA Code konnte für diese Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Die Abweichung von 17% ist jedoch innerhalb des Rahmens von Korrekturfaktoren, die für Rückschlüsse aus der Simulation des direkten Beschusses von Zylindergeometrien mit Protonen für tatsächliche Targetgeometrien und Produktionsszenarien angesetzt werden müssen (siehe Kap. 6.5.2). Siehe auch Fußnote 178.

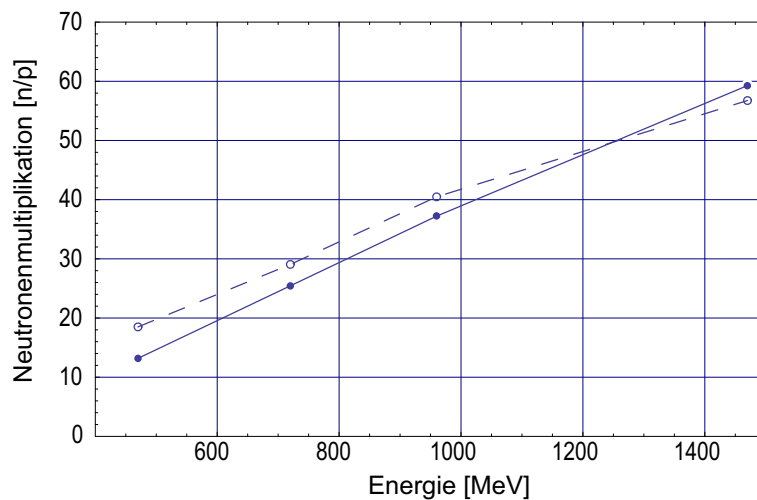


Abbildung 6.4.: Vergleich der MCNPX Simulation (—) der Neutronenausbeute bei Beschuss von Uran mit dem Experiment von [Fraser et al., 1965] (---). (Bertini/Dresner).

werden.

Spallationsproduktverteilung

Für den Abbrand des Targetmaterials ist auch die Spaltproduktverteilung von Bedeutung. Die Ergebnisse der Messungen an der GSI [Taieb et al., 2003; Bernas et al., 2003] für U-238 Reaktionen mit Protonen in inverser Kinematik ermöglichten eine isotopenspezifische Erfassung der Spallationsprodukte über den gesamten Massenbereich. Die für jeweils fixe Massenzahl A aufsummierten Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 6.6 dargestellt. Typischerweise zeigt die Massenverteilung der Spaltprodukte einen Evaporationsteil, der durch die sukzessive Abdampfung einiger oder mehrerer leichter Fragmente (Neutronen, Protonen, ^3He , Deuterium, Tritium) entsteht und einen Spaltproduktteil. Die Grenze zwischen dem Evaporationsanteil und dem Spaltanteil liegt für Uran bei einer Massenzahl von $A = 164$. Typischerweise ist für Nichtaktinide der Evaporationsanteil der Verteilung höher als der Spaltproduktanteil (z.B. bei Pb). In Uran ist der Spaltproduktteil deutlich erhöht und überwiegt den Evaporationsanteil der Edukte.¹⁷⁷

Für den Spaltproduktteil ist die Übereinstimmung des ABLA Codes am besten. Der Schwerpunkt der Spaltproduktverteilung unterscheidet sich maximal um 10%. Zu höheren Massenzahlen hin ($A > 130$), werden höhere Anteile erzeugt als im Experiment

¹⁷⁷Die Abweichung (Delle) um die Massenzahl 218 ist ein Artefakt der Messung und auf den sehr schnellen Zerfall von Isotopen mit einer Neutronenanzahl von 128 zurückzuführen, die durch α -Zerfall zur Neutronenschale mit 126 Neutronen hin zerfallen.

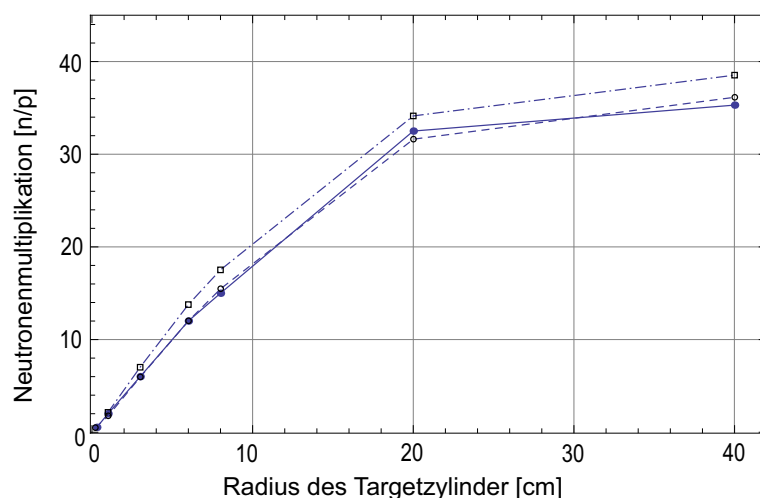


Abbildung 6.5.: Vergleich der MCNPX Simulation mit Bertini/Dresner (---) und INCL4/ABLA (- -) Spallationsmodell der Neutronenausbeute bei Beschuss von Uran mit dem Experiment von [Hilscher et al., 1998] (—).

nachgewiesen. Auf eine elementspezifische Darstellung muss an dieser Stelle verzichtet werden. Die intranuklearen Kaskadencodes Isabel und Bertini weisen kaum Unterschiede in der hier vorgestellten Darstellung auf, und zeigen eine Überbewertung niedriger Massenzahlen. MCNPX produziert in diesem Bereich deutlich mehr Spallationsprodukte, als im Experiment festgestellt wurden. Allerdings beträgt der kumulative Anteil der Produkte mit Massen von 6-60 nur 2% der gesamten Produkte der Spallationsreaktion. Im Schwerpunkt der Spaltfragmentverteilung liegen im Vergleich zur Messung geringere Anteile an Spallationsprodukten vor. Für den Evaporationsteil werden bei Verwendung des Intranuklearen Kaskadencode INCL4 mit ABLA die Produktion schwerer Fragmente deutlich unterschätzt, wohingegen INCL4 in Verbindung mit dem Dresner Spaltmodell diesen Anteil deutlich überschätzt.¹⁷⁸

Die MCNPX Simulation für Uran ergibt insgesamt ein befriedigendes Ergebnis in Hinsicht auf die hier verfolgte Fragestellung einer Abschätzung der möglichen Plutoniumproduktion und der Isotopenzusammensetzung in einem Uranspallationstarget. Für die Produktion von Uran-233 aus Thorium wurden keine Vergleichsrechnungen mit dem Experiment durchgeführt.

¹⁷⁸Aufgrund der höheren Rechenzeiten kam in den hier vorgestellten Simulationen [Englert und Liebert, 2006] aus dem Jahr 2005/2006 das Bertini/Dresner Modell zum Einsatz. INCL4 und ABLA sind seit der MCNPX Version 2.5.d (2003) verfügbar. Eine clusterfähige Multiprozessorversion von MCNPX wurde jedoch erst für die aufwändigen Berechnungen im Rahmen der FRM-II Konversion (Kap. 4) und für das Fusionsreaktormodell (Kap. 5) kompiliert (2007). Siehe auch Fußnote 176.

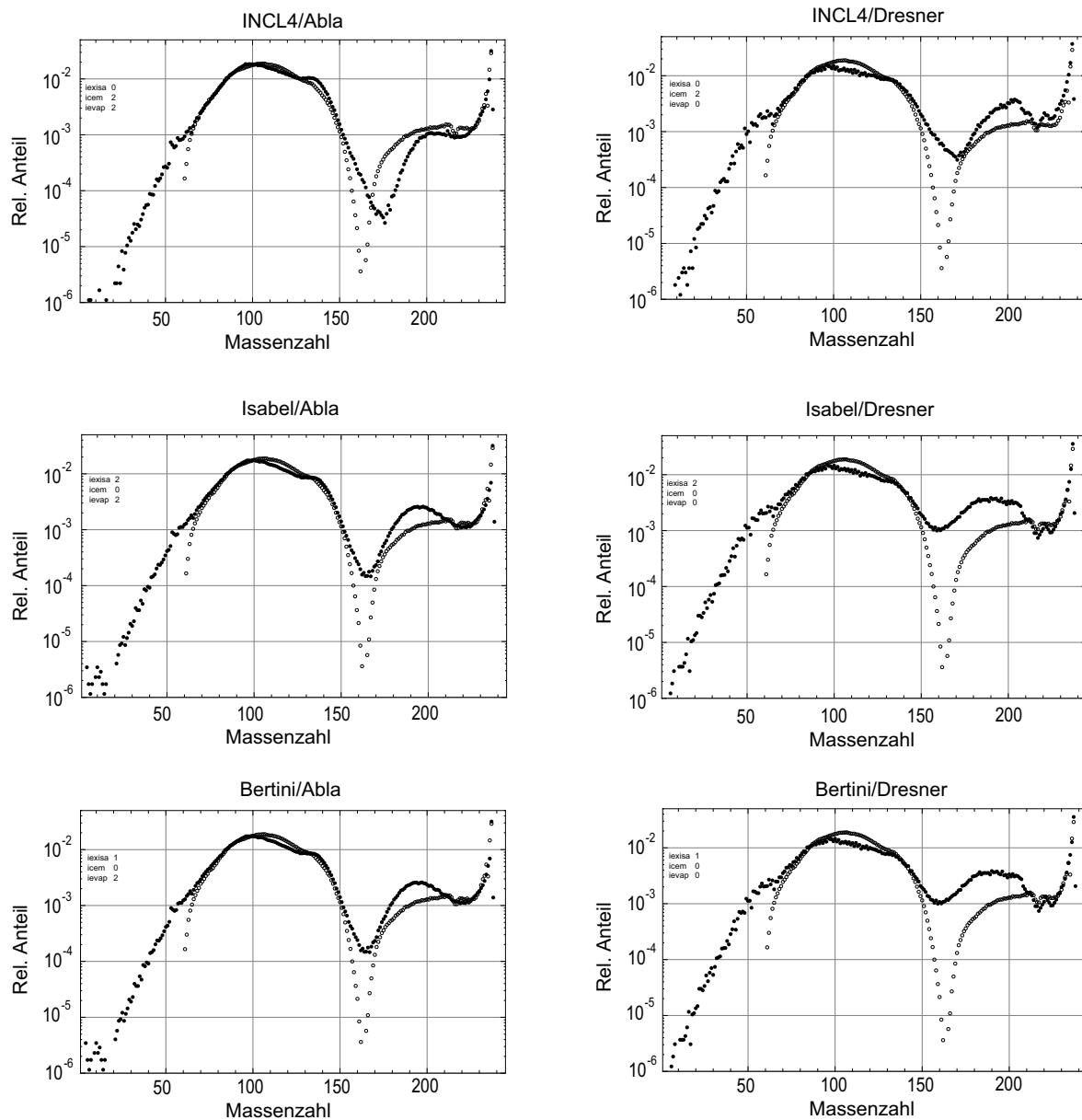


Abbildung 6.6.: Vergleich der MCNPX Simulation für verschiedene Optionen der Simulation des Evaporationscode (INCL4, Isabel, Bertini) (●) und des Spaltproduktcodes (ABLA, Dresner) zur Berechnung der Anteile an Spallationsfragmenten bei Beschuss von Uran mit dem GSI Experiment [Taieb et al., 2003; Bernas et al., 2003] (○).

6.4. Produktion kernwaffenrelevanter Materialien

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Berechnungen der möglichen Produktion kernwaffenrelevanter Materialien vorgestellt. Folgende vereinfachende Annahmen wurden hierbei gemacht.

- Die Berechnungen erfolgten für einfache Zylindergeometrien aus Natururan. Zweck dieser Vereinfachung ist es, eine größere Anzahl an Massen und Targetdimensionen in einer Parameterstudie zu untersuchen. Ausgehend von den Berechnungen dieser Parameterstudie können Rückschlüsse auf die Produktion in komplexeren Targetgeometrien gemacht werden. Die Produktionsraten müssen daher jeweils um einen Korrekturfaktor an die tatsächlichen Produktionsbedingungen angepasst werden.
- Der Abbrand, d.h. die Veränderung der Nuklidzusammensetzung des Targetmaterials und damit einhergehende Veränderungen im Neutronenfluss wurde vernachlässigt und nur die (n,γ) Reaktion des fertilen Materials berücksichtigt. Details sind in den ersten beiden Punkten des Kap. 5.3.1 beschrieben. Dies entspricht auch der Annahme einer kontinuierlichen Extraktion des entstandenen Pu-239 oder Uran-233 aus dem Zylindertarget.
- Bezüglich der Verfügbarkeit der Anlage wurden die Berechnungen ohne Strahlzeitunterbrechungen gerechnet. Die angegebenen Produktionsraten entsprechen daher einem kontinuierlichen Betrieb der Spallationsanlage ohne Strahlunterbrechungen durch Wartung, Targetaustausch etc., die typischerweise auftreten. Viele als Forschungsanlagen konzipierte SNQs haben hohe Wartungszeiten, da zur Installation von Experimenten bzw. Verbesserung der Anlage längere Auszeiten eingelegt werden. Die für existierende Anlagen angegebenen Auslastungsfaktoren schwanken daher anlagenspezifisch stark zwischen 50% bis zu über 90% [Cho, 2000]. Die im Weiteren angegebenen Produktionsraten beziehen sich daher auf verfügbare Strahlzeit und berücksichtigen keine Ausfälle in der Strahlzeit bzw. durch Wartungsperioden. Um die tatsächlichen Produktionsraten pro Jahr zu erhalten, müssen die angegebenen Produktionsraten mit dem je anlagenspezifischen Auslastungsfaktor entsprechend nach unten korrigiert werden.
- Der Protonenstrahl trifft parallel zur Zylinderachse auf die Grundfläche der Zylinder bzw. des Targets. Es wurde ein parabolisches Strahlprofil mit einem Radius von 3.5 cm verwendet. Ein Gaussförmiges Profil, wie es in verschiedenen Beschleunigeranlagen verwendet wird, führt zu einer stärkeren Energiedeposition im Zentrum des Strahls. Das Profil des Strahls bestimmt sehr stark die Leistungsdeponierung und bei schmalen Targets auch die Leckageraten aus den Oberflächen und damit mögliche Produktionsraten.

- Die Energiedeposition limitiert die mit einer bestimmten Geometrie verwendbare Leistung des Beschleunigerstrahls und damit die maximal erreichbare Produktionsrate. Die Verwendung eines kompakten Uranzylinders ist daher aus Gründen der Energiedeposition in der Realität nicht möglich, das Metall würde sich so stark erhitzen, dass es ohne Kühlung schmelzen würde. Realistische Targets müssen daher aufwändig gekühlt werden, um die erheblichen Wärmemengen, die durch den Beschuss entstehen, abführen zu können. Festkörpertargets aus Schwermetall werden daher in der Regel als wasserdurchströmte Rohrbündel oder Platten ausgelegt.

Der typische Energieverlauf in Eindringrichtung in einem Target kann mit der Formel

$$Q(z) = Q_0 \left(1 - \exp \left(\frac{-(z + z_0)}{\lambda_b} \right) \right) \exp(-z/\lambda_a) \quad (6.2)$$

beschrieben werden [Bauer, 2001]. Bei MCNPX Berechnungen eines mit 1 GeV Protonen bestrahlten Uranzylinders (R060, L=60) ergibt ein Fit für die Berechnung eine Aufbauänge $\lambda_a = 9.15 \text{ cm}$ ¹⁷⁹ und eine Abschwächungslänge $\lambda_b = 110.37 \text{ cm}$.¹⁸⁰ Es ist kein Braggpeak wie sonst bei Ionisationsphänomenen üblich zu sehen, da die Protonen im Schwermetall eher nukleare Reaktionen ausführen. Ab Protonenenergien von 1 GeV ist der Ort des Energiemaximums beinahe unabhängig von der Energie. Das Maximum der eingebrachten Wärmemenge verringert sich jedoch, da sich die Abschwächungslänge vergrößert und dadurch das Maximum verringert wird.

In leistungsstarken Spallationsanlagen werden Flüssigmetalltargets (Hg, Pb) eingesetzt, um die entstehende Wärme abzuführen, wie etwa in der SNS in Oak Ridge. Festkörpertargets in Forschungsneutronenquellen können üblicherweise nur unterhalb von 2 MW betrieben werden, da die Targets hier klein sind, um hohe Neutronenleckagen zu ermöglichen [Bauer, 2004]. Die Leistungsdichte im Target ist daher sehr hoch. Generell können jedoch Leistungsdichten bis zu 4 kW/cm³ mit herkömmlichen Kühltechniken erreicht werden [Broome, 1996]. Für die geplante aber bisher nicht verwirklichte European Spallation Source wurde etwa ein Festkörpertarget für die vollen 5 MW Leistung konzipiert [ESS-III, 1996] (Abb. 6.8). Allerdings wäre Uran oder Thorium in einem solchen Target auf keinen Fall einsetzbar, im Fall der ESS wurde an Tantal und Wolfram gedacht.

Erfahrungen mit abgereichertem Uran als Targetmaterial wurde bei den meisten Spallationsneutronenquellen gesammelt, so etwa am Argonne National Laboratory (IPNS), beim Neutron Science Laboratory (KENS) in Japan, am Rutherford Appleton Laboratory (ISIS) und mit Uran-Molybdän Legierungen am Paul

¹⁷⁹Typische Längen für andere Materialien sind etwa 10-20 cm.

¹⁸⁰ z_0 ist die Extrapolationslänge vor dem Target.

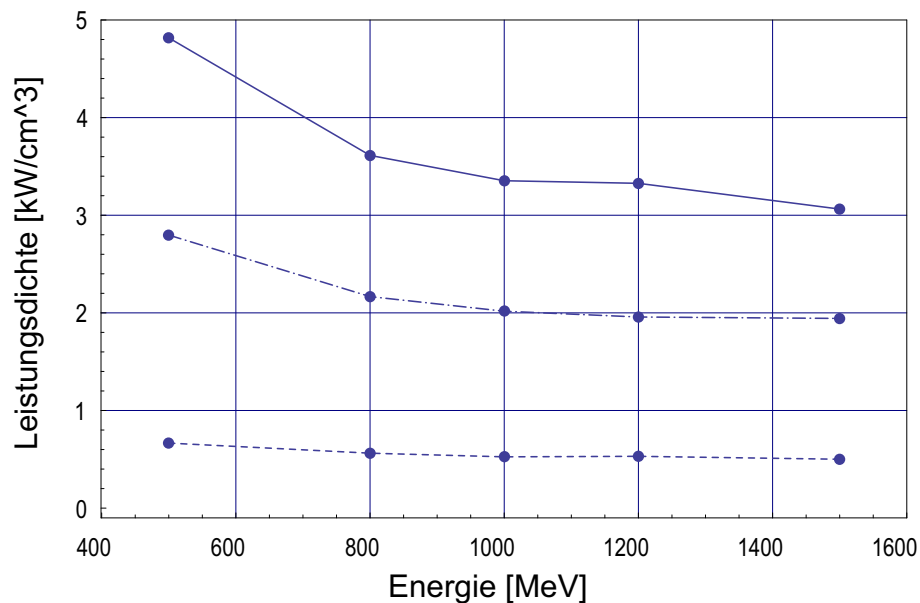


Abbildung 6.7.: Maximale Leistungsdichte für verschiedene Profile eines Protonenstrahls der auf die Grundfläche eines Zylinder ($R=60, L=60$) auftrifft. Parabolischer Strahl $R=30$ cm (---), $R=10$ cm (—) und konstantes Profil $R=10$ cm (- -)

Scherrer Institut (SINQ). Dabei zeigte sich, dass Uran selbst schlechte direkte Bestrahlungseigenschaften aufweist, die etwa bei ISIS einen relativ häufigen Targetwechsel verursachten [Broome, 1996]. Die Standzeiten des Targets betrugen dort nur 1-10 MWd.¹⁸¹ Die Probleme mit Uran als Targetmaterial beziehen sich dabei allerdings hauptsächlich auf den Betrieb in einer Forschungsneutronenquelle, in der aus zeitlichen und ökonomischen Gründen eine möglichst lange Lebensdauer des Targets vorgesehen ist und hohe Leistungsdichten erreicht werden müssen. Mit Thorium als Targetmaterial einer Spallationsquelle ist bislang keine Erfahrung gemacht worden.

Um schlechte Bestrahlungseigenschaften und thermische Probleme zu überwinden können je nach Anlagendesign auch komplexere Targetgeometrien zum Einsatz kommen. Bei noch höheren Leistungsdichten kann beispielsweise durch Strahlaufweitung und Änderungen des Strahlprofils die Energie besser auf das Targetvolumen verteilt werden. Ebenfalls sind Strahlteiler und mehrere Targets sowie rotierende Targets [Avilov, 2002; Bauer et al., 1981] einsetzbar, um ggf. Probleme bei der Energiedeposition zu lösen. Abb. 6.7 verdeutlicht die Möglichkeiten, die allein eine Veränderung des Strahlprofils durch Aufweitung des Strahls auf einen

¹⁸¹In ISIS kamen Uranscheiben aus abgereichertem Uran zum Einsatz. Schlechte Bestrahlungseigenschaften liessen sich eventuell durch Beimengung von Legierungselementen wie Molybdän verbessern.

dreifachen Radius erbringen kann. Dies ermöglicht eine Halbierung der maximalen Leistungsdichte. Eine theoretische Abflachung eines typischen parabolischen Strahlprofils zu einem Bleistiftprofil kann die Leistungsdichte um bis zu einen Faktor 8 erniedrigen. Die Veränderbarkeit des Strahlprofils einer Anlage ist daher möglicherweise ein Kriterium für eine proliferationsresistente Gestaltung der Anlage. In Forschungsanlagen sollte der Strahl möglichst eng fokussiert auf das eher schlanke Target treffen, um Leakage der Protonen zu vermeiden.

Auch Targetgeometrien wie etwa ein Split-Target mit relativ großen Abständen zwischen den einzelnen Aufprallzonen der Protonen könnten verwendet werden [Russell, 1995](Abb. 6.8) bzw. Konzepte aus der Entwicklung von komplexeren Beam-Dump Geometrien. Für die ESS wurde etwa ein 500 kW Beam-Dump entwickelt der die Strahlenergie räumlich verteilt, indem der Protonenstrahl durch einen langen Konus zunächst um seine äußeren radialen Anteile beschnitten wird und dann durch mehrfach gestaffelte Scheiben Intensität verliert, bevor er in einem Block deponiert wird (Abb. 6.8 [Heidenreich et al., 2003]).

6.5. Produktion von Plutonium und Uran-233

Schon mit ersten etwas größeren Abschätzungen lässt sich zeigen, dass eine Produktion von Plutonium und U-233 im Kilogramm Bereich mit einer heute vorhandenen Spallationsneutronenquelle prinzipiell möglich ist [Magill und Peerani, 1999; Gsponer, 1980]. Zur Bestimmung der Produktionsraten in Abhängigkeit von Strom, Energie und der Größe und Geometrie des Targets wurden MCNPX Simulationen durchgeführt [Englert, 2005b; Englert und Liebert, 2006; Englert et al., 2009].

6.5.1. Maximale Produktion

Um eine erste Einordnung des möglichen Potentials zur Plutoniumproduktion zu erhalten, kann zunächst das theoretische Maximum der Produktion von Plutonium durch direkten Beschuss eines Urantargets in einer Spallationsanlage berechnet werden. Hierfür wurden MCNPX-Rechnungen einer Kugel aus natürlichem Uran mit 500 cm Radius mit einer isotropen Protonenquelle im Zentrum bei verschiedenen Protonenenergien durchgeführt [Englert und Liebert, 2006]. Eine solche Kugel weist keine Neutronenverluste durch die Oberfläche mehr auf und ist daher quasi-infinit. Dies bedeutet, dass jedes entstandene Neutron letztlich von einem Urankern eingefangen wird und dadurch ein Plutoniumkern entsteht. Abb. 6.9 zeigt die Produktion an Pu-239 pro Jahr verfügbare Strahlzeit und pro Milliampere Beschleunigerstrom. Ebenfalls dargestellt ist die Anzahl der pro Proton entstehenden Spallationsneutronen.

Die Simulation ergibt, dass bei einem Protonenstrom von 1 mA (moderat) wie er in existierenden Anlagen schon eingesetzt wird und einer typischen Protonenenergie von 0.5 bis 1 GeV eine maximale Plutoniumproduktion von 2.2 bis 6.5 kg pro Jahr verfügbare Strahlzeit erreichbar ist. Nimmt man eine progressive Entwicklung des Stromes von Beschleunigern an (10 mA), sind in diesem idealisierten Maximalszenario einige Dutzend Kilogramm Pu-239 pro Jahr verfügbare Strahlzeit produzierbar. Bei einer konservativen Annahme für den Strom von einigen 100 μ A sind nur sehr große Anlagen mit einer hohen Energie der Protonen relevant. Hochstromanlagen der Zukunft (größer 10 mA) haben in allen Energiebereichen relevante Plutoniumproduktionsraten.

6.5.2. Abschätzung realistischer Targets mit Zylindergeometrie

Um konkretere und realistische Produktionsszenarien zu untersuchen, ist es nicht ausreichend die Maximalproduktion in einer (quasiinfiniten) Kugel abzuschätzen. Um realistischere Targets zu berechnen, kann die vollständige Geometrie eines Targets mit den entsprechenden Kühlstrukturen simuliert werden. Es lässt sich aber zeigen dass der

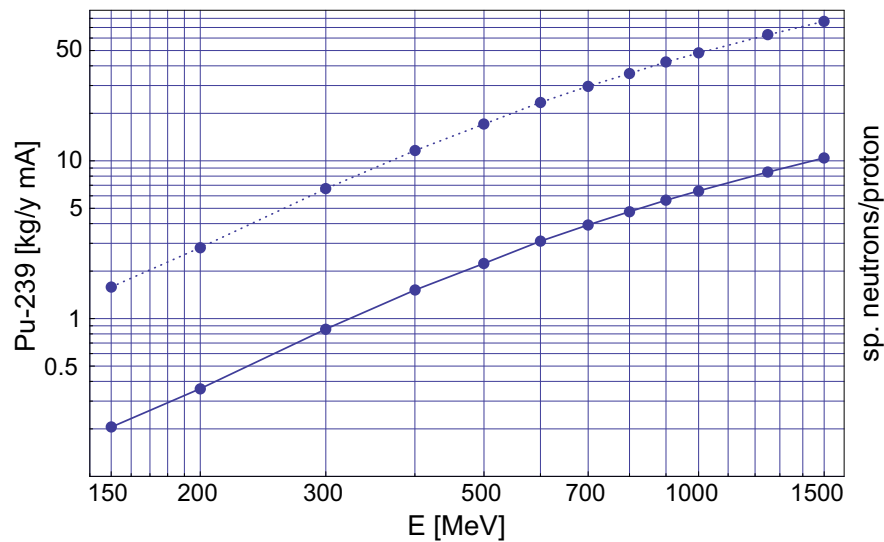


Abbildung 6.9.: MCNPX-Berechnung [Englert und Liebert, 2006] der Produktionsrate von Pu-239 in kg pro Jahr verfügbare Strahlzeit und Milliampere Strom in einer quasi-infiniten Kugel aus natürlichem Uran ($R = 500$ cm) mit einer isotropen Punktquelle im Zentrum in Abhängigkeit der Protonenenergie (—). Die gestrichelte Linie gibt die Anzahl der pro einfallendes Proton entstandenen Spallationsneutronen wieder (---).

Fehler in der Produktionsrate durch die Computersimulation mit einfachen kompakten Zylindergeometrien im Vergleich zu realen Targetkonstruktionen mit z.B. Kühlvorrichtungen für den Zweck der vorliegenden Untersuchung vernachlässigbar ist. Anhand verschiedener Zylindergrößen lässt sich daher der Einfluss der Targetdimensionen (Materialmenge) auf die Produktion untersuchen. In diesem Fall wurde eine größere Anlage mit einer Protonenenergie von 1 GeV angenommen und für verschiedene Zylindergrößen MCNPX Simulationen durchgeführt [Englert und Liebert, 2006]. Abb. 6.10 zeigt, dass die Produktionsraten für Plutonium bei etwa $L=60$ cm und $R=60$ cm saturieren, die Neutronenverluste durch den Zylindermantel und die Grundfläche gegenüber dem Strahleintritt werden klein. Es ist bemerkenswert, dass bei einer Anlage mit 1 GeV schon eine kleine Menge Natururan von 2t ausreicht, um eine Produktion von 2.2 kg pro Milliampere und Jahr verfügbare Strahlzeit zu erzielen. Im Vergleich mit dem Maximalszenario (Abb. 6.9) ist eine Reduktion der Produktion um den Faktor 1.8 zu verzeichnen, da Neutronenverluste durch die Grundfläche des Zylinders auftreten. Es ist jedoch möglich, die Produktion wieder zu optimieren und sich dem Maximalszenario wieder anzunähern, indem z.B. die Aufprallfläche in das Innere des Zylinders verlagert wird oder der Zylinder mit Reflektormaterial umgeben wird (vgl. Abb. 6.8 - Produktionstargetprinzip). Berechnungen dieses optimierten Szenarios zeigen, dass in Zylindern mit einer Bohrung von ca. 10 cm umgeben von einer 10 cm dicken Beryllium-Hülle einen Faktor 1.7 mehr Material produziert werden kann als in Abb. 6.10. Für

kleine Zylinder kommt sogar ein Faktor 2 zustande. Für kleine Zylinder würde auch die Benutzung eines Reflektormantels allein schon die Produktionsrate erheblich steigern.

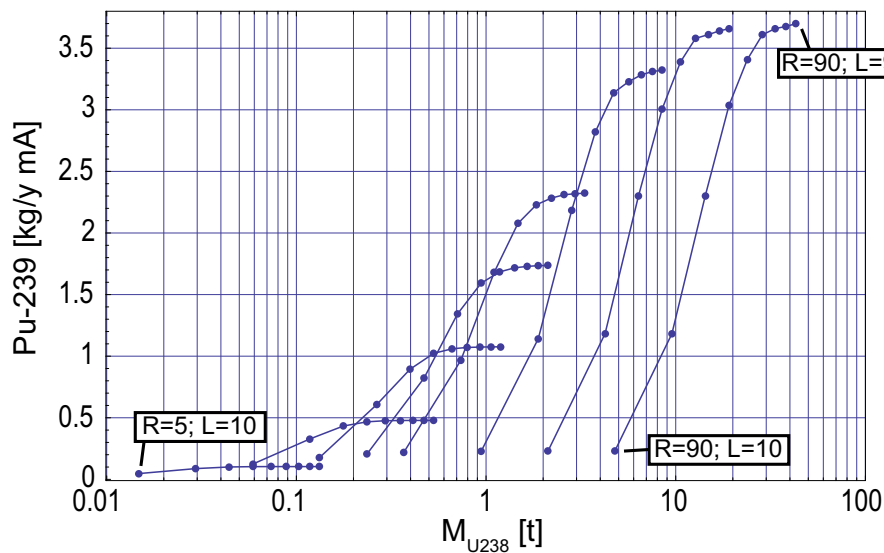


Abbildung 6.10.: MCNPX-Berechnung [Englert und Liebert, 2006] der Produktionsrate von Pu-239 in kg pro Jahr verfügbare Strahlzeit und Milliampere Strom für verschieden Zylinder aus Thorium ($R=5,10,15,20,25,40,60,90,120$ cm; $L=10,20,30,40,50,60,70,80,90,120$ cm) bestrahlt mit 1 GeV Protonen auf die Grundfläche (durchgezogene Linien verbinden konstante Radien).

Die entsprechenden Produktionsraten für die Produktion des Isotops U-233 aus Thorium-232 sind in Abbildung 6.11 wiedergegeben. Die Produktionsraten weisen ein ähnliches Sättigungsverhalten für Abmessungen von $R=60$ cm und $L=60$ cm auf, wenn die Neutronenleckagen durch den Zylindermantel und die Grundflächen minimiert sind. Die Produktionsraten für U-233 in Thorium liegen jedoch deutlich unter den Produktionsraten für Pu-239. Der Vergleich der Berechnungen von Zylindergeometrien ergibt, dass aus einer eingesetzten Masse von 30t U-238 mit einem 1 GeV Protonenstrahl 3.7 kg Pu pro Jahr verfügbare Strahlzeit und Milliampere produziert werden kann, wohingegen mit 30t Th-232 nur eine Produktion von 2.3 kg/(a mA) U-233 möglich ist. Für kleinere Massen wird das Verhältnis noch ungünstiger. Mit ca. 2t Uran lässt sich immerhin 2.3 kg/(a mA) Pu-239 produzieren mit derselben Masse Thorium nur 1.2 kg/(a mA) U-233.

Bei der Annahme eines direkten Protonenbeschusses von Uran- bzw. Thoriumtargets bleibt unberücksichtigt, dass andere Targetmaterialien verwendet werden könnten und dann das Brutblanket aus Uran zur Produktion von Plutonium räumlich vom eigentlichen Neutronenproduktionstarget getrennt sein kann (Abb. 6.14 c,d). In solchen Szenarien könnten die entstandenen Neutronen vor dem Erreichen des Brutblankets noch

geeignet moderiert werden und damit die Produktionsrate wiederum optimiert¹⁸² bzw. Probleme der Wärmeentwicklung adressiert werden.

Dies könnte so weit getrieben werden, dass um das Spallationstarget eine Reaktor-geometrie aus Uranblankets bzw. Thoriumblankets z.B. in Form von Rohrbündeln erstellt wird, um Plutonium und U-233 zu erbrüten bzw. Energie zu erzeugen und gleichzeitig zu Brüten. Dies entspräche dann einer Unterklasse der ADS Konzepte.

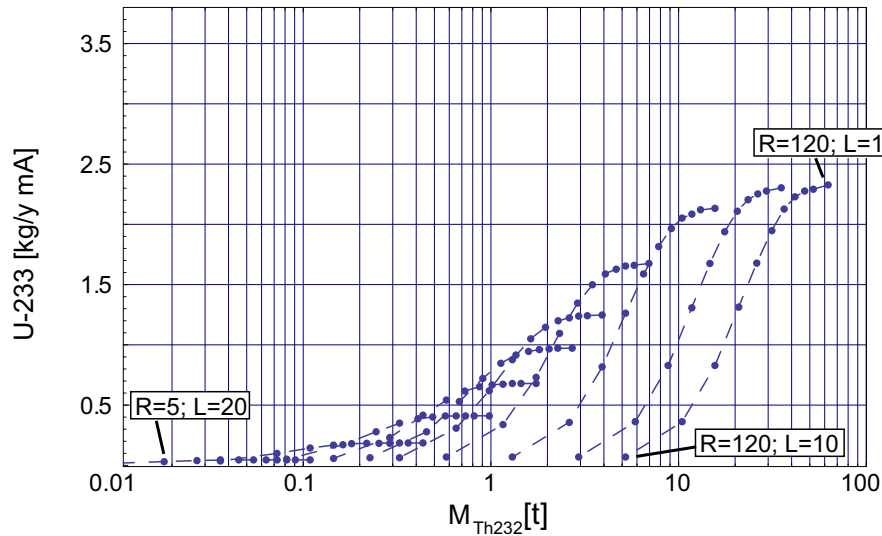


Abbildung 6.11.: MCNPX-Berechnung [Englert et al., 2009] der Produktionsrate von U-233 in kg pro Jahr verfügbare Strahlzeit und Milliampere Strom für verschieden Zylinder aus nat. Uran ($R=5,10,15,20,25,40,60,90$ cm; $L=10,20,30,40,50,60,70,80,90$ cm) bestrahlt mit 1 GeV Protonen auf die Grundfläche (durchgezogene Linien verbinden konstante Radien).

Energie, Strom und Targetgeometrie bzw. die Dimensionierung des Targets bestimmen weitgehend die Produktionsrate für U-233 und Plutonium (Tab. 6.2). Für eine vorgegebene Produktionsrate von 500 g Pu-239 bzw. 500 g U-233 pro Jahr verfügbare Strahlzeit in einem Uranzylinder zeigt Abb. 6.12 beispielhaft die benötigte Energie der Protonen in Abhängigkeit vom Strom des Beschleunigers. Je höher der Strom, desto weniger Energie ist nötig, um dieselbe Produktionsrate zu erreichen. Niedriger Strom und niedrige Energie können durch Vergrößerung des Targets (und damit durch Minimierung von Neutronenverlusten durch die Oberflächen) kompensiert werden. Schon bei moderaten Strömen von 1-2 mA (derzeitiger Stand der Technologie) reicht eine Protonenenergie von 300-400 MeV bei einem Uranzylinder mittlerer Größe mit einer Masse von 2.2 t aus, um eine angenommene Signifikanzschwelle von 0.5 kg Pu-239

¹⁸²Eine Thermalisierung des Spektrums durch einen Schwerwasserreflektor würde zwar die Produktionsmenge steigern, jedoch auch die Isotopenreinheit in Uran mit hohen Anteilen Pu-239 verringern.

Zylinder		Pu-239 Produktion						
		Energie [MeV]						
R [cm]	L [cm]	150	250	500	800	1000	1200	1500
5	30	5.31e-02	1.83e-01	1.06e+00	2.59e+00	3.62e+00	4.70e+00	6.45e+00
10	40	5.26e-02	1.81e-01	1.03e+00	2.58e+00	3.61e+00	4.66e+00	6.29e+00
15	50	4.66e-02	1.67e-01	9.33e-01	2.29e+00	3.22e+00	4.23e+00	5.62e+00
20	60	3.89e-02	1.32e-01	6.50e-01	1.62e+00	2.24e+00	2.91e+00	3.79e+00
25	60	2.84e-02	9.62e-02	5.01e-01	1.19e+00	1.69e+00	2.14e+00	2.86e+00
40	80	1.81e-02	6.36e-02	3.16e-01	7.33e-01	1.03e+00	1.33e+00	1.71e+00
60	90	9.29e-03	3.19e-02	1.49e-01	3.27e-01	4.60e-01	5.63e-01	7.35e-01
90	90	2.59e-03	9.04e-03	3.75e-02	7.41e-02	9.83e-02	1.23e-01	1.50e-01
U-233 Produktion								
5	30	3.61e-02	7.64e-02	6.71e-01	1.64e+00	2.27e+00	2.93e+00	3.83e+00
10	40	3.57e-02	7.61e-02	6.64e-01	1.62e+00	2.25e+00	2.88e+00	3.78e+00
15	50	3.35e-02	7.13e-02	6.18e-01	1.48e+00	2.05e+00	2.63e+00	3.42e+00
20	60	2.92e-02	5.76e-02	4.92e-01	1.15e+00	1.59e+00	1.99e+00	2.55e+00
25	70	2.29e-02	4.50e-02	3.79e-01	8.69e-01	1.20e+00	1.50e+00	1.93e+00
30	70	1.91e-02	3.70e-02	3.01e-01	6.84e-01	9.45e-01	1.18e+00	1.52e+00
40	70	1.46e-02	2.77e-02	2.16e-01	4.80e-01	6.53e-01	8.09e-01	1.02e+00
60	80	9.60e-03	1.81e-02	1.36e-01	2.88e-01	3.84e-01	4.64e-01	5.83e-01
90	90	5.20e-03	9.55e-03	6.51e-02	1.32e-01	1.68e-01	2.02e-01	2.50e-01
120	90	1.93e-03	3.27e-03	1.86e-02	3.26e-02	3.99e-02	4.63e-02	5.69e-02

Tabelle 6.2.: Pu-239 Produktion für verschiedene ausgewählte Zylinder und Energien (Vgl. Abb. 6.10) [Englert und Liebert, 2006; Englert et al., 2009].

pro Jahr verfügbare Strahlzeit zu überschreiten. Für dieselbe Produktionsrate ist mit Thorium (Abb. 6.13) entweder mehr Ausgangsmaterial notwendig oder höhere Ströme oder Energien des Beschleunigers. So ist hier erst mit Strömen zwischen 3-4 mA und mittleren Anlagengrößen ab 500 MeV eine Produktion von 500 g U-233 pro Jahr verfügbare Strahlzeit in einer SNQ zu erzielen. Zieht man in Betracht, dass die Ströme von Beschleunigern in den nächsten 10-20 Jahren auf 10 mA (oder gar auf bis zu einige 10 mA) steigen könnten (progressive Annahme) ist schon mit sehr kleinen Beschleunigeranlagen und geringen Mengen an natürlichem Uran als Ausgangsmaterial eine signifikante Produktion zu erreichen.

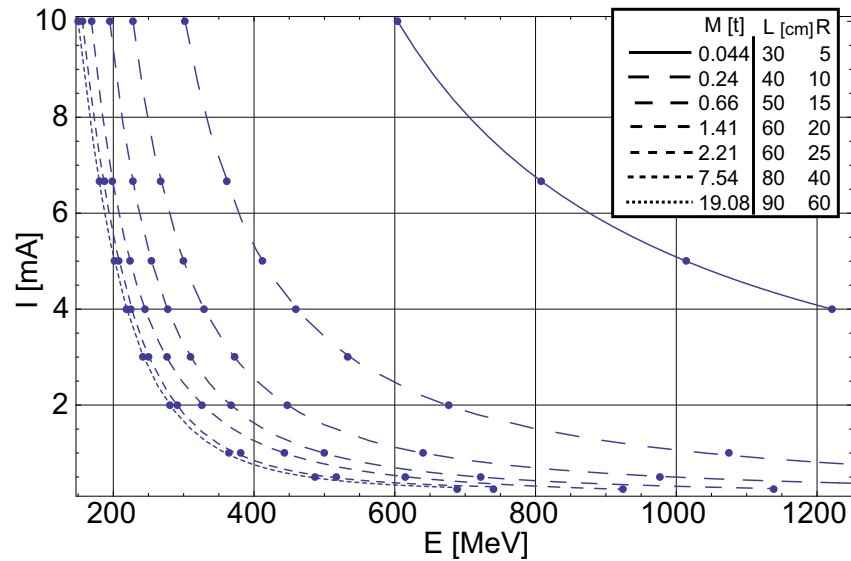


Abbildung 6.12.: MCNPX-Berechnung [Englert und Liebert, 2006] der benötigten Strahlenergie und des Stroms des Beschleunigers zur Erzielung einer Produktionsrate von 0,5 kg Pu pro Jahr verfügbare Strahlzeit für verschiedene Zylindergeometrien aus natürlichem Uran.

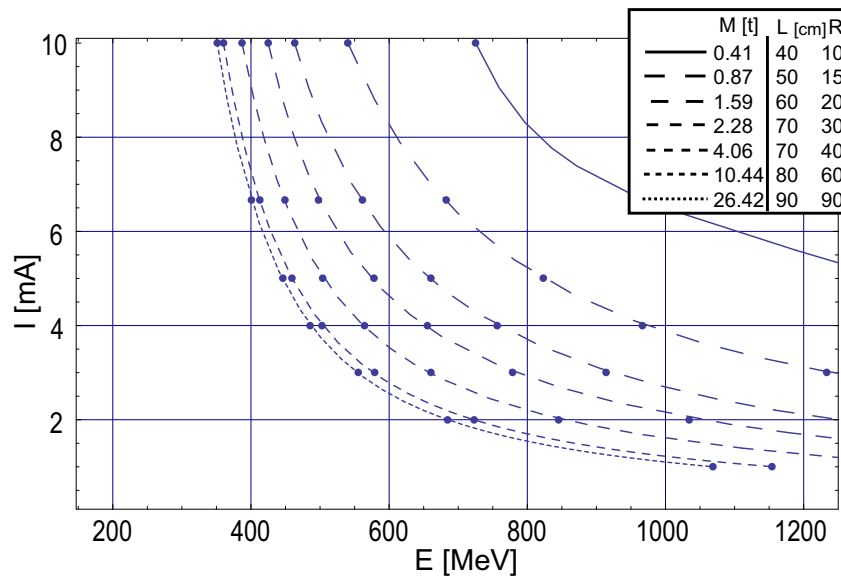


Abbildung 6.13.: MCNPX-Berechnung [Englert et al., 2009] der benötigten Strahlenergie und des Stroms des Beschleunigers zur Erzielung einer Produktionsrate von 0,5 kg U-233 pro Jahr verfügbare Strahlzeit für verschiedene Zylindergeometrien mit Thorium als Targetmaterial.

6.5.3. Abbrandrechnungen

Für die Abbrandrechnungen wurde MC²MATH verwendet (Pu: Zylinder R=60cm, L=60cm, 1 GeV, Th: Zylinder R=90cm, L=90cm, 1mA). Die Resultate zeigen, dass nach 500 Tagen Abbrand äußerst waffenreines Plutonium (>99% Pu-239) vorliegt.¹⁸³ Das in einer Spallationsquelle erbrütete Plutonium ist daher in besonderem Maße proliferationsrelevant. Die Produktionsraten der totalen Plutoniumproduktion und der entstandenen Pu-239 Menge entsprechen sich innerhalb von 1% und da realistische Standzeiten eines Targets bei direkter Bestrahlung bei einigen MWd, im besten Fall bei einigen zehn MWd liegen dürften [Broome, 1996], ist auch der Unterschied zwischen der Abschätzung durch die (n,γ)-Reaktion in U-238 für die Gesamtproduktionsrate im Vergleich zum korrekten Abbrand mit einem Fehler von unter 5 behaftet.¹⁸⁴ Auf die detaillierte Darstellung von Abbrandrechnungen wird daher verzichtet.

Unter den besonderen Bestrahlungsbedingungen in einer Spallationsneutronenquelle ist auch beim Thoriumabbrand der Anteil an U-232, der die proliferationsresistenz erhöhen könnte, selbst bei Abbränden von einigen hundert Tagen mit 1-2 ppm sehr gering und hat keine Erhöhung der Proliferationsresistenz zu Folge.

6.5.4. Tritiumproduktion

Mit einer Spallationsneutronenquelle ist auch die Produktion von Tritium möglich. Das Accelerator Production of Tritium (APT) Projekt in den USA etwa hatte zum Ziel, die Tritiumversorgung für ein Kernwaffenarsenal basierend auf den START II Vertrag (3000-3500 Sprengköpfe) abzusichern. Hierfür ist eine jährliche Produktionskapazität von etwa 1.5 kg Tritium notwendig [Rowberg, 2001]. Die Spallationsanlage zur Produktion des Tritiums sollte bei einer Energie von 1-1.7 GeV und mit einem Strom von etwa 100 mA arbeiten. Es wurden mehrere Target/Blanket Konzepte in der Planung untersucht, zum einen Lithium Blankets zum anderen He-3 Blankets. Es wurden umfangreiche Forschung und Entwicklungsarbeiten sowie Experimente durchgeführt [Lisowski, 1994]. Ein Teil der Softwareentwicklung für MCNPX, sowie der Entwicklung der LA150 Protonen und Neutronen Wirkungsquerschnittsbibliotheken für Nichtaktinide für MCNPX [Chadwick et al., 1998] beruht auf dem APT Projekt. Unter anderem wurde auch der Low Energy Demonstration Accelerator (LEDA) gebaut [Smith und Schneider, 2004] und erfolgreich getestet, um die Erzeugung von kontinuierlichen Strömen mit mehr als 100 mA zu demonstrieren. 1998 wurde jedoch entschieden, Tritium für Kernwaffen weiterhin in Reaktoren zu produzieren und das APT Projekt lief in den folgenden Jahren aus.

¹⁸³Daher sind die Auswirkungen der verwendeten Modelle zu Simulation des Spallationsprozesses aus Kap. 6.3 für den Abbrand und damit für die Isotopenzusammensetzung nicht relevant.

¹⁸⁴Siehe auch vergleichbare Ergebnisse in Kap. 5.3.2.

Die Targetgeometrie des APT Projekts ist sehr komplex. Im He-3 Produktionsdesign kommen in einem Split-Target Design einige Scheiben Wolfram als Targetmaterial zum Einsatz mit Schwerwasser als Kühlung und Moderator. Umgeben ist die Anordnung von einer Pb-He-3 Blanketstruktur zur Produktion von Tritium [Pitcher et al., 1997]. In einem anderem Konzept wurde an mehrere schwerwassergekühlte hintereinander gestaffelte Rohrleisten gedacht, die vom aufgefächerten Protonenstrahl getroffen werden.

Zum Zweck einer groben Abschätzung der Tritiumproduktion mit einer SNQ wurde ein sehr einfaches Modell erstellt. Das Modell besteht aus einem kugelförmigen Mehrschalenmodell, mit alternierenden Schichten aus Blei zur Erzeugung der Neutronen durch Spallation und aus Blanketschichten gefüllt mit unter Druck stehendem Helium-3, aus dem unter Neutronenbestrahlung Tritium entsteht. Die Protonen starten in einer isotropen Punktquelle im Zentrum der Schalen. Die Berechnungen mit diesem stark vereinfachten Modell ergaben eine Produktionsrate von ca. 2-5 g Tritium pro Jahr und Milliampere Strom (500 MeV-1 GeV). In realistischen Anlagen werden die Neutronen geeignet moderiert und die Produktionsrate ließe sich nochmals steigern. Aus diesem Modell und den Angaben aus dem APT Projekt ergibt sich daher eine Tritiumproduktion mit einer Spallationsquelle von etwa 5 g Tritium pro Jahr und Milliampere Strom bei einer Energie von 1 GeV, je nach Moderation auch darüber.¹⁸⁵ Diese Menge ist ausreichend für etwa 2 geboostete Kernwaffen. Allerdings ist aufgrund der komplexen Targetgeometrie, der notwendigen Gasströme und Separationsanlagen eine verdeckte Produktion in einer Forschungsanlage wohl nur schwer zu tarnen. Proliferationsrelevanter sind hier Szenarien mit einer speziell für die Produktion hergestellten Anlage.

6.6. Klassifikation von Produktionsszenarien

Um die Vielzahl der Möglichkeiten, mit SNQs Plutonium oder Uran-233 zu produzieren, besser einordnen zu können, wurde eine grobe Klassifikation nach zwei einfachen Kriterien entwickelt [Englert, 2005a,b; Englert et al., 2009].

Zunächst kann man die konstruktive Unterscheidung treffen, ob das Target zur Neutronenproduktion gleichzeitig als Blanket zur Plutoniumproduktion genutzt wird (Abb. 6.14a,b). Die zweite Möglichkeit besteht darin, dass die Plutoniumproduktion räumlich getrennt von der Neutronenproduktion stattfindet (Abb. 6.14 c,d).

Realistische Szenarien des Einsatzes einer SNQ zur Produktion von Plutonium hängen darüber hinaus erheblich vom Akteur und dem ursprünglichen Zweck der Anlage ab.

¹⁸⁵Auf der Webseite des APT Projekts wurde ein Wert von 3 kg H-3 pro Jahr als Auslegungskriterium angegeben. http://web.archive.org/web/20060214091102/http://apt.lanl.gov/tour/07_target.html.

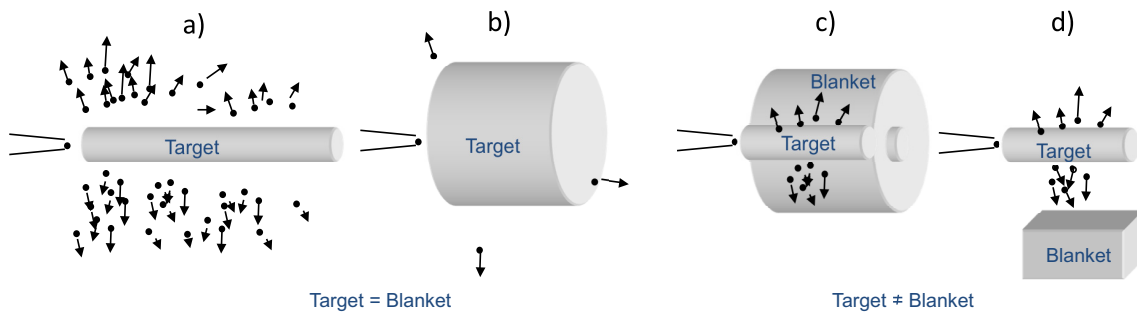


Abbildung 6.14.: Schematische Darstellung von vier verschiedenen Nutzungsweisen von Spallationsneutronenquellen, die in zwei Gruppen eingeteilt sind. Target=Blanket: a) Nutzung in einer Forschungsneutronenquelle: möglichst viele Neutronen verlassen das Target. b) Nutzung zur Materialproduktion: möglichst viele Neutronen werden von U-238 eingefangen und bilden Pu-239. Target≠Blanket: c) Die produzierten Neutronen verlassen das Target und werden direkt im umschließenden Produktions-Blanket genutzt. d) Produzierte Neutronen aus dem Target werden zu einem Produktions-Blanket geführt.

Als zweites Kriterium kann daher verwendet werden, ob eine Anlage ursprünglich für Forschungszwecke konzipiert wurde und dann erst später zur Produktion von kernwaffenrelevantem Material umfunktioniert wurde. Oder gar, dass der Produktionszweck von Anfang an in das Design der Anlage aufgenommen wurde.

In diesem groben Raster lassen sich die wesentlichen denkbaren Produktionsszenarien einsortieren und es ergeben sich vier grundsätzliche Szenarien, wie in Tab. 6.3 dargestellt. Nicht für alle Szenarien wurden detaillierte Rechnungen durchgeführt, da einige schon mit groben Abschätzungen als nicht sonderlich relevant einzustufen sind (Szenario 2) oder im Sinne einer ersten Abschätzung des Proliferationspotentials schon von anderen Autoren bearbeitet wurden (Szenario 4).

	Target = Blanket	Target ≠ Blanket
Umfunkionierte Forschungsanlage	Forschungsanlage direkt (Uran-Target oder Beam-Dump aus Uran)	Forschungsanlage indirekt (Produktion an Bestrahlungsposition)
Dezidierte (verdeckte) Produktionsanlage	Einfache Produktionsanlage (Uran-Target)	Optimierte Produktionsanlage (optimierte Target-Blanket Konfiguration)

Tabelle 6.3.: Verschiedene Szenarien der Nutzung einer Spallationsneutronenquelle zur Materialproduktion.

1. Forschungsanlage direkt

In einer Forschungsneutronenquelle könnte ein Uran- oder Thoriumtarget eingebaut, direkt mit Protonen beschossen und damit zur Plutoniumproduktion genutzt werden. Größere Targetdimensionierungen oder höhere Ströme würden auch höhere Produktionsraten ergeben. Szenarien für die Nutzung des Targets einer Forschungs-SNQ zur Plutoniumproduktion sind eher relevant für hohe Energien und Ströme, da die Targetdimensionierung üblicherweise klein ausfällt, um dem Optimierungsziel eines möglichst hohen Neutronenverlustes durch die Oberflächen des Targets gerecht zu werden, wie für eine Anlage für die Neutronenforschung erwünscht

Anhand der Ergebnisse für die Zylindergeometrie ergeben Abschätzungen für existierende Forschungsanlagen eine mögliche Produktionsrate von 0.1-0.4 kg Pu-239 pro Jahr verfügbarer Strahlzeit für die SINQ Spallationsquelle am Paul Scherrer Institut in der Schweiz (1.8 mA, 590 MeV, 17x17x50 cm Rohrbündelkonzept-Target) und 0.02-0.06 kg/a Pu-239 für ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in Großbritannien (0.2 mA, 800 MeV, 11x11x32 cm Plattenkonzept-Target). Eine Umnutzung einer ähnlichen Forschungsanlage entspräche dann dem Szenario 1.

Ein zweites Szenario wie in einer Forschungsanlage mit einem Uran- oder Thoriumtarget direkt kernwaffenrelevante Materialien erzeugt werden können, ergibt sich, wenn der sogenannte Beam-Dump (Strahlvernichter), der bei Wartung und Konstruktion der Anlage von Bedeutung ist, zur Produktion genutzt wird. Berechnungen eines realistischen Beam Dumps zur Wartung und Konstruktion der Anlage zeigen, dass auch hier relevante Mengen Plutonium erzeugt werden können, vor allem wenn der Beam-Dump für eine heimliche Produktion optimiert wurde. Detaillierte Berechnungen eines MCNPX Modells für ein geplantes Konzept eines 500 kW Beam-Dump der ESS [Heidenreich et al., 2003] ergeben eine Produktionsrate von 0.35 kg/a Pu-239 falls dieser statt aus Kupfer aus Uran gefertigt würde.¹⁸⁶ Die 0.35 kg/a liegen zwar unterhalb der angenommenen Signifikanzschwelle von 0.5 kg/a, aber eine Änderung der Geometrie zur Erhöhung der Produktionsrate ist ebenso denkbar, wie die Konstruktion eines Beam-Dumps für höhere Strahlleistungen. Zwar ist die berechnete Geometrie in dieser Form nicht direkt für Uran geeignet. Eine Beam-Dump-Konstruktion unter Verwendung von Uran evtl. mit anderer erster Beschichtung nach dem Prinzip von [Heidenreich et al., 2003] ist aber auch für die vollen 5 MW einer Anlage wie die ESS denkbar und ergäbe eine entsprechend höhere Produktion, sollten die Probleme der Wärmeabfuhr lösbar sein. Andere und bessere Konzepte sind ebenfalls vorstellbar und machbar. Für solche optimierten Produktionstargets und -blankets können die Produktionsraten der Szenarien 3 oder 4 (s.u.) angenommen werden. Bei einer dauerhaften Nutzung des Beam Dumps zu einer verdeckten Produktion würden allerdings der gesamte oder ein Teil des Protonenstrahles nicht mehr für den Betrieb der SNQ als Forschungsneutronenquelle zur Verfügung stehen.

¹⁸⁶Die Geometrie ist in Abb. 6.8 dargestellt.

2. Forschungsanlage indirekt

Direkt im Moderatortank oder in der Nähe des Targets könnte in einer Forschungs-SNQ eine Bestrahlungsposition für ein zusätzliches Produktionsblanket aus Uran eingebaut oder genutzt werden. Das Uranbrutblanket ist dann getrennt vom Neutronenproduktionstarget. Dieses Szenario ist eher unwahrscheinlich, da Bestrahlungspositionen üblicherweise klein dimensioniert sind, relevante Produktionsmengen von Plutonium aber nur für größere Schwermetallmengen auftreten. Allerdings wären auch Bestrahlungspositionen für größere Materialmengen im Moderator vorstellbar und es müsste daher auch detaillierter über dieses Szenario nachgedacht werden. Ein zweites Szenario wäre die Nutzung der Neutronen am Ende eines Strahlrohres zur Bestrahlung eines Uranblankets in einer Forschungs-SNQ. Dieses Szenario ist sehr unwahrscheinlich, da der Neutronenfluss am Ende eines Strahlrohres um Größenordnungen zu klein ist, um eine Produktion oberhalb der Signifikanzschwelle zu erreichen.

3. Einfache Produktionsanlage

Ein Akteur könnte eine oder mehrere kleine, verdeckte und einfach konzipierte Produktionsanlagen mit je einem oder mehreren kleinen Beschleunigern errichten. Geht man von einer simplen Anlage aus, wäre es das einfachste, zunächst direkt mit dem Protonenstrahl auf ein Urantarget zu schießen (Target=Blanket). Mit einem Cyclotron als Beschleuniger wäre eine solche Anlage insgesamt klein und damit gut verdeckt zu errichten und zu betreiben. Die Produktionsraten, die oben für die Zylindergeometrie errechnet wurden (Tab. 6.2), können hier zur Abschätzung des Produktionspotentials verwendet werden. Sogar mit einem kleinen Beschleuniger mit 1 mA Strom und Energien um 400 MeV sind Produktionsraten von bereits über 500 g Pu-239 oder U-233 pro Jahr verfügbare Strahlzeit möglich. Bei mehreren kleinen Anlagen multipliziert sich diese Menge entsprechend. Durch einfache Maßnahmen der Optimierung des Neutroneneinfangs (siehe Abb. 6.8 Produktions-Target-Prinzip) kann die Produktionsrate im Vergleich zu den Zahlen in Tab. 6.2 leicht verdoppelt werden und sich wieder dem Maximalszenario (Abb. 6.9) annähern.

4. Optimierte Produktionsanlage

Eine technisch versiertere Version einer kleinen Anlage, so wie im 3. Szenario beschrieben, könnte zunächst ein anderes Targetmaterial zur Erzeugung der Neutronen verwenden und dieses mit einer Uranhülle umgeben. Komplexere Targetkonzepte wie das Split-Target Design (Abb. 6.8), können so dazu genutzt werden, vermutlich auftretende Probleme mit der Abfuhr entstehender größerer Wärmemengen zu lösen.¹⁸⁷ Die

¹⁸⁷So könnten Targetplatten aus Tantalum oder Wolfram mit entsprechend sehr guten Wärmeeigenschaften zum Einsatz kommen.

Abschätzung der Produktionsraten erfolgt dann ähnlich wie in Szenario 3., es sind allerdings mit verbesserten Kühlmöglichkeiten höhere Werte für Strom und Energie der SNQ erreichbar und dadurch höhere Produktionsraten. Die Komplexität der Anlage kann noch weiter gesteigert werden durch geeignete Moderation der Neutronen, bis hin zu subkritischen Reaktoranlagen, die von einer SNQ gespeist werden. In [Riendeau et al., 1999] kommen die Autoren zu dem Schluss, dass mit einer moderat ausgelegten Spallationsanlage (z.B. 1 mA, 400 MeV) und etwa 10 t Uran im Reaktorteil Produktionsraten von 2 kg Pu-239 pro Jahr Strahlzeit erreicht werden können. Die Signifikanzschwelle von 500 g/a kann schon mit einer konservativen Annahme bzgl. des Stroms von 0,25 mA und Energien um 500 MeV erreicht werden.

6.7. Zusammenfassung

Die Untersuchung des Beschusses einer Zylindergeometrie aus natürlichem Uran mit Protonen durch Simulationsrechnungen mit MCNPX hat gezeigt, dass maximale Produktionsraten bis zu 30 kg Pu-239 pro Jahr mit der Technologie heutiger Spallationsanlagen erreicht werden können. Kleinere, aber immer noch signifikante¹⁸⁸ Produktionsraten (0.5 kg/a) können sogar mit moderaten Beschleunigerparametern erreicht werden. Für eine konservative Annahme für den Beschleunigerstrom (< 1 mA) sind nur sehr große Targets in einer großen Anlage relevant. Für eine moderate Annahme des Beschleunigerstroms (1 mA) sind schon mittlere Anlagengrößen mit mittelgroßen Targets relevant. Mit ca. 2 Tonnen eingesetztem Uran wird hier nur sehr wenig Ausgangsmaterial benötigt um relevante Mengen an Plutonium zu erbrüten. Für progressive Annahmen des Beschleunigerstroms (10 mA), wie sie in Zukunft zu erwarten sind, kann schon mit relativ kleinen Beschleunigern und Targets eine relevante Menge produziert werden. Hinzu käme, dass gerade bei kleinen Anlagen auch mehrere dieser Anlagen genutzt werden könnten, um die Produktion zu vervielfachen.

¹⁸⁸Die Angabe von 500 g Pu pro Jahr als Signifikanzschwelle ist eher hoch. Sollte tatsächlich über entsprechende Überwachungsmaßnahmen nachgedacht werden, sollte die Signifikanzschwelle niedriger angesetzt werden. Die Definition von 500 g/a Pu lehnt sich an die Einstufung der „Convention on the Physical Protection of Nuclear Material“ INFCIRC/274 der IAEA an. In ihr werden bestimmte Mengen Plutonium in Kategorien eingeteilt die Unterschiede in der Sicherung der Anlage oder für einen Transport erfordern, in denen das Material gelagert ist. Kategorie III entspricht einer Menge von 15-500g Pu, Kategorie II 500g-2kg Pu, Kategorie I mehr als 2 kg Pu. [IAEO-INFCIRC 274]. Die Menge von 500 g Pu pro Jahr entspricht dem Übergang von Kategorie I zu II und wird auf eine Produktionszeit von einem Jahr bezogen. Eine andere Einschätzung der Proliferationsrelevanz gab es in den ursprünglichen anlagenspezifischen Safeguards nach INFCIRC/66 (siehe Anhang B). Hier wurden Anlagen unter Safeguards gestellt die mehr als 100 g Pu pro Jahr erzeugten. Noch „konservativer“ sind Mengenangaben in den „Guidelines for the Management of Plutonium“ (IAEO-INFCIRC 549) bzw. den „Guidelines for the Export of Nuclear Material, Equipment and Technology“ (IAEO-INFCIRC 254/rev.8 Part1) der Nuclear Suppliers Group, an denen sich allerdings nicht alle Staaten beteiligen. Hier ist ein internationaler Transfer einer Menge von 50 g Pu innerhalb eines Jahres meldepflichtig und das Material fällt unter Safeguards der IAEA.

Die Ergebnisse der Berechnungen haben auch gezeigt, dass das erzeugte Plutonium zu 99% aus dem Isotop Pu-239 besteht und damit besonders waffenrein und daher ideal zum Bau von Kernwaffen geeignet ist. Im Gegensatz zu einem Reaktor ist die hierbei benötigte absolute Menge an Uran sehr gering und es kann natürliches sogar abgereichertes Uran zur Plutoniumproduktion verwendet werden. Bei der Wiederaufarbeitung, der Abtrennung des Plutoniums aus dem bestrahlten Target, muss daher ebenfalls nur eine vergleichsweise geringe Menge an Material umgesetzt werden. Die Beherrschung der Wiederaufarbeitungstechnologie selbst kann dabei nicht als eine prinzipielle technische Hürde betrachtet werden [Gilinsky, 2004]. Verfügt ein Akteur jedoch noch nicht über eine (zivile) Wiederaufarbeitungskapazität, müsste er eine kleine verdeckte und technisch wenig anspruchsvolle Anlage aufbauen, um das Plutonium aus dem Produktionsblanket oder –target gewinnen zu können. Aufgrund der hohen Abhängigkeit der Produktionsrate von den diskutierten Parametern, insbesondere der Protonenenergie und des Beschleunigerstrom, ist es schwierig, generalisierte Aussagen zu Produktionsraten in realistischen Anlagen zu machen. Festzuhalten bleibt, dass im Prinzip signifikante Mengen hergestellt werden können. Um die tatsächlichen Produktionspotentiale zu quantifizieren ist es daher unerlässlich, das konkrete Design einer bestimmten Anlage zu betrachten. Die Klassifikation von Szenarien versuchte daher möglichst viele relevante Szenarien und Anlagenauslegungen in Betracht zu ziehen.

	Target = Blanket	Target \neq Blanket
Umfunkionierte Forschungsanlage	Forschungsanlage direkt relevant	Forschungsanlage indirekt Nicht sehr relevant
Dezidierte (verdeckte) Produktionsanlage	Einfache Produktionsanlage Sehr relevant	Optimierte Produktionsanlage Sehr relevant

Tabelle 6.4.: Grobe Einteilung der Proliferationsrelevanz der Szenarien der Nutzung einer Spallationsneutronenquelle zur Materialproduktion.

Tabelle 6.4 fasst noch einmal die Relevanz der untersuchten Szenarien für ein mögliches Proliferationsszenario zusammen. Von allen Szenarien ist nur die Benutzung eines Strahlrohres einer SNQ in Szenario 2 irrelevant. Für alle anderen Szenarien besteht die Möglichkeit kernwaffenrelevantes Material (Pu-239) in signifikanten Mengen (0.5 kg/a) bis hin zu einigen 10 kg pro Jahr verfügbare Strahlzeit herzustellen. In einigen Szenarien insbesondere Szenario 4 gilt dies auch für relativ kleine Beschleunigeranlagen. Anlagen, die zum Zweck der Plutoniumproduktion gebaut und konzipiert werden, sind auch diejenigen mit dem größten Proliferationspotential. Diese Szenarien besitzen nicht nur eine große Flexibilität im Anlagenaufbau, auch die Verwendung sehr kleiner und billiger Beschleuniger (eventuell in größerer Anzahl) ist denkbar und viele der benötigten Komponenten sind schon oder werden bald kommerziell erhältlich sein.

Zusammen mit der Dynamik in der Entwicklung von Beschleunigertechnologien und

SNQs, die in den nächsten Jahren und Jahrzehnten erwartet werden kann, zeigen die quantitativen Ergebnisse, dass es essentiell ist, die zukünftigen Entwicklungen genau zu beobachten sowie frühzeitig zu reagieren. Einschränkend gilt, dass die Anlagen heute noch teuer und sehr groß sind. Da die Technologien gerade die Schwelle der Kommerzialisierung erreichen und eine weltweite Verbreitung der Technologie erst begonnen hat, ist es möglich, in dieser frühen Phase Kontrollmechanismen (z.B. Safeguards, Exportkontrollen, proliferationsresistente Auslegungen) auszuarbeiten und zu implementieren, um eine friedliche Nutzung von Spallationsneutronenquellen zu gewährleisten.

7. Zusammenfassung

Diese Arbeit untersuchte das Proliferationspotential und die Möglichkeit der Erhöhung der Proliferationsresistenz nuklearer Technologien anhand von drei konkreten Beispielen. Zunächst wurde das Konzept der Proliferationsresistenz eingehender beschrieben (Kap. 2) und die in der Arbeit verwendeten physikalischen Methoden vorgestellt (Kap. 3). Zum Einsatz kamen dabei Monte-Carlo Simulationstechniken basierend auf dem Programm MCNPX zur Berechnung von Neutronentransportproblemen. Zur Berechnung der Veränderung verschiedener Materialien bei Neutronenbestrahlung (Abbrand) wurde MCODE und CINDER90 eingesetzt, sowie eine Weiterentwicklung (MC²MATH) der Mathematica basierten Abbrandroutine MCMATH. Eine Reihe von unterstützenden Mathematica-Routinen wurden für die verschiedenen Teile der Untersuchung entwickelt, die nach Möglichkeit so verfasst wurden, dass sie auch in Zukunft, jenseits ihres spezifischen Entwicklungshintergrundes, auch für andere Fragestellungen Verwendung finden können.

Zusammenfassend werden noch einmal sehr kurz wesentliche zentrale Ergebnisse der Arbeit wiedergegeben und einige Empfehlung ausgesprochen. Eine ausführlichere Zusammenfassung ist in den jeweiligen Kapiteln (Kap. 4, 5, 6) zu finden.

7.1. Umrüstung von Forschungsreaktoren

Ein Schwerpunkt der Arbeit bestand in einer Untersuchung der Umrüstung des Forschungsreaktors FRM-II auf möglichst niedrige Anreicherung. Die Erhöhung der Proliferationsresistenz dieses speziellen Reaktors ist international von hoher Bedeutung, da es in Zukunft der einzig verbleibende Hochflußreaktor sein könnte, der Uranbrennstoff mit Anreicherungen über 20% verwendet.

In einer breit angelegten Parameterraumstudie konnte gezeigt werden, dass möglicherweise durch Veränderung der Brennelement- und Brennstoffplattengeometrie bei Einsatz von monolithischem Brennstoff höchster Dichte die Anreicherung bis hin zu einer Niedriganreicherung (<19.75%) gesenkt werden könnte. Zwei mögliche LEU-Optionen (LEU 1 und LEU 2) wurden so identifiziert. Die Entwicklung eines MCNP Modells mit Moderatortankinstallationen erlaubte es, detaillierter die zu erwartenden Performanceverluste der Option LEU 1 zu untersuchen. Durch eine mögliche Ausnutzung

einer höheren Restreaktivität gegenüber dem HEU-Referenzmodell können eventuell erhöhte Zykluslängen in Betracht gezogen werden und somit die Gesamtperformance um bis zu 4% zu steigern. Der Flussverlust im Zentrum der kalten Quelle zwischen HEU-Referenzfall und LEU 1 ist zu Beginn des Abbrandes (10 Tage) noch bei 9%, steigt aber im Laufe des Abbrands durch die Erhöhung der Regelstabposition auf 13% zum Ende des Abbrandes hin (50 Tage) an. Die axiale Verteilung des Flusses zeigt, dass vor allem tiefliegende Experimentiereinrichtungen mehr Verlust erleiden, da hier der Flussunterschied zwischen dem HEU-Referenzfall und LEU 1 mit 15-20% besonders groß ist, für höherliegende Einbauten ist der Flussverlust wesentlich geringer. Am Eingang des exemplarisch verwendeten Neutronenleiters NG-5b ist für LEU 1 über den Abbrand innerhalb der statistischen Genauigkeit keine Variation der Neutronenintensität mehr vorhanden. Der totale Flussverlust im Vergleich von LEU 1 mit dem HEU-Referenzmodell zu Beginn des Abbrands beträgt für NG-5b 10% und vergrößert sich zum Ende des Abbrands hin auf 17%. Die Flussverluste sind Wellenlängenabhängig, mit ca. 9% Verlust im Intensitätsmaximum bei 1 \AA und Verlusten von 5-15% hin zu längeren Wellenlängen am Beginn des Abbrandes.

7.1.1. Empfehlungen

LEU 1 ist mit Sicherheit noch nicht direkt eine Designoption zur Verwendung im FRM-II, kann jedoch ein Ausgangspunkt für zukünftige Detailuntersuchungen mit dem bereitgestellten Computersystem sein. Vor allem die Formung des Leistungsprofils durch Variation der Brennstofffolienstärke bietet weiteren Spielraum zur Optimierung. Auch wurden mehrere mögliche Ansatzpunkte für eine Ausweitung der Parameterraumstudie aufgezeigt. Darüberhinaus wäre es sinnvoll, Berechnungen zu den thermohydraulischen und sicherheitstechnischen Kenndaten eines möglichen LEU Brennelements anzustellen, um mögliche Limitierungen festzustellen.

Eine endgültige Optimierung des Brennelements muss zwar naturgemäß auf die Spezifikationen eines qualifizierten Brennstoffes warten, die vorgelegte Untersuchung zeigt jedoch die Bedeutung, die Berechnungen zusätzlich zu den Bestrahlungs- und Materialuntersuchungsexperimenten haben können. Es wäre daher empfehlenswert in zukünftigen Experimenten die minimal mögliche Claddingstärke mit Aluminium, als auch die Möglichkeiten von Zr-Cladding, und das Bestrahlungsverhalten von Brennstofffolien mit Stärken größer als $500 \mu\text{m}$ zu untersuchen. Insgesamt erscheint es daher attraktiv, auf der Basis von monolithischem UMo-Brennstoff eine echte LEU-Auslegung - im Einklang mit den internationalen Bemühungen - anzustreben. Dies würde auch einer zukünftigen weltweit isolierten Stellung des FRM-II entgegenwirken, da mittlerweile für sämtliche Hochflußforschungreaktoren eine Konversion auf LEU vorgesehen ist, bzw. diese eine solche anstreben.¹⁸⁹

¹⁸⁹Selbst das ILL in Grenoble scheint in jüngster Zeit Interesse für eine Konversion zu zeigen.

7.2. Fusionsleistungsreaktoren und Spallationsneutronenquellen

Die neutronenproduzierenden Technologien von Spallationsneutronenquellen und Fusionsleistungsreaktoren wurden auf ihr Potential hin untersucht, signifikante Mengen an kernwaffenrelevanten Materialien zu produzieren.¹⁹⁰

7.2.1. Fusionsleistungsreaktoren

Aufbauend auf vorangegangene Arbeiten und den öffentlich zugänglichen Daten des 2006 veröffentlichten Fusionsreaktorkonzepts PPCS-A der Power Plant Conceptual Study der EFDA wurde ein MCNP-Modell dieses zukünftigen kommerziellen Fusionsreaktors erstellt. Zur Bestimmung eines möglichen Proliferationspotentials wurden in die Blei-Lithium Brutlegierung der Brutblankets im Reaktor verschiedene Volumenanteile Natururan beigemischt und mögliche Plutoniumproduktionsraten berechnet. Durch die zusätzlich freiwerdende Energie durch Spaltung ist die maximal beimischbare Menge an Uran auf etwa 1% im gesamten Reaktor oder in den plasmanahen ersten Blanketzone limitiert. In plasmafernen Zonen sind auch höhere Anteile an Uran möglich. Der Einfluss des parasitären Neutroneneinfangs auf das Tritiumbrutverhältnis ist nur schwach, könnte jedoch im Falle von PPCS-A zu Problemen führen.

Die Produktionsraten sind für den gesamten Reaktor sehr hoch, aber selbst in einzelnen plasmanahen Blanket sind mit Volumenanteilen ab 0.1% Uran Produktionsraten von mehreren Kilogramm Plutonium pro Jahr verfügbare Strahlzeit erreichbar. Abbrandrechnungen mit MC²MATH zeigen, dass nach einem Jahr Abbrand für eine Beimischung von 0.01 vol% Uran der Isotopenvektor zu 99% aus dem Isotop Pu-239 besteht und damit äußerst waffenrein ist. Nach 5 Jahren reduziert sich der Anteil auf immer noch hervorragend waffentaugliche 90% in den Blankets mit hohen Abbränden. Bei der Bewertung realistischer Brutstrategien ist zu beachten, dass die Löslichkeit von Uran in der Pb-17Li Legierung für die Betriebstemperatur des Reaktors stark begrenzt ist und die Produktionsraten für diese Konzentrationen uninteressant sind. Eine heimliche nicht optimierte Produktion (Variante A) ist daher eher unwahrscheinlich. Interessanter sind dagegen feste Blanketstrukturen mit höheren Urananteilen in plasmanahen aber vor allem auch in plasmafernen Blankets (Variante B). Zukünftige Analysen sollten daher ihr Augenmerk auf die Untersuchung fester Brutstrukturen in den Blankets richten, um mögliche Auslegungsmerkmale zur Erhöhung der Proliferationsresistenz zu identifizieren.

¹⁹⁰Wichtige Kenndaten einer Produktion mit den beiden Technologien und ein Vergleich mit der herkömmlichen reaktorgestützten Option wird in Anhang I durchgeführt.

7.2.2. Spallationsneutronenquellen - SNQ

Für die Untersuchung des Proliferationspotentials von SNQs wurden Simulationsrechnungen für die Materialproduktion in Abhängigkeit von wesentlichen Anlagenparametern (Beschleunigerstrom und Protonenenergie) durchgeführt. Zunächst wurden verschiedene Maximalszenarien gerechnet, bei denen der Protonenstrahl der SNQ direkt auf ein kugelsymmetrisches Produktionstarget aus Uran oder Thorium gerichtet wurde. Anschließend wurden realistischere Produktionsszenarien diskutiert, bei denen ein zylindersymmetrisches Bestrahlungstarget angenommen wird, dessen Größe variiert und das identisch mit dem Brutblanket für die Materialproduktion oder getrennt davon aufgebaut werden kann. Abbrandrechnungen zeigten, dass fast ausschließlich das Plutoniumisotop Pu-239 entsteht, also Plutonium höchster Waffenreinheit.

Schließlich wurden vier konkretisierte mögliche Produktionsszenarien analysiert: 1. Eine SNQ für Forschungszwecke wird umfunktioniert und Plutonium durch direkte Protonenbestrahlung eines Urantargets oder des Beam-Dumps produziert. 2. In einer SNQ für Forschungszwecke werden zusätzliche Produktionsblankets in der Nähe des Targets oder am Ende eines Strahlrohrs eingesetzt. 3. Aufbau einer relativ simplen Produktionsanlage aus einem Beschleuniger und einem Urantarget. 4. Versiertere Produktionsanlage mit einem Brutblanket getrennt vom Target, die bis zu einer subkritischen Reaktoranlage weiterentwickelbar ist.

Von allen Szenarien ist nur die Benutzung eines Strahlrohres einer SNQ im zweiten Szenario irrelevant. Für alle anderen Szenarien besteht prinzipiell die Möglichkeit, kernwaffenrelevantes Material (Pu-239) in Mengen oberhalb einer angenommenen Signifikanzschwelle (0,5 kg/Jahr) bis hin zu einigen zehn Kilogramm pro Jahr verfügbare Strahlzeit herzustellen. In einigen Szenarien (insbes. Szenario 4) gilt dies auch für relativ kleine Beschleunigeranlagen. Anlagen, die zum Zweck der Plutoniumproduktion gebaut und konzipiert werden, sind auch diejenigen mit dem größten Proliferationspotential. Anstelle von Plutonium könnten ebenfalls relevante Mengen an weiteren kernwaffenrelevanten Materialien (Uran-233 aus Thorium-232 oder Tritium aus Lithium oder Helium-3) produziert werden. Die denkbaren Produktionsraten steigen mit der erwartbaren technologischen Entwicklung, insbesondere etwa linear mit höheren erreichbaren Beschleunigerströmen.

In Zukunft wäre es besonders interessant eine detailliertere Analyse der Szenarien, insbesondere des Szenarios 4 einer verdeckten kleinen Produktionsanlage (Wärmeabfuhr, Blanketkonzeption mit Moderation etc.) zu untersuchen. Eine solche Untersuchung sollte dann auch verstärkt den politischen und sozio-ökonomischen Kontext mit berücksichtigen und eine Einteilung der Szenarien nach möglichen Akteuren, zur Verfügung stehenden Mitteln und technischem Know-How vornehmen, um weitere Aussagen bezüglich der Proliferationsrisiken der Szenarien machen zu können.

7.3. Empfehlungen zu Spallation und Fusion

Die Empfehlungen beziehen sich auf zwei mögliche Umgangsweisen, die Proliferationsresistenz von Spallationsanlagen und von Fusionsreaktoren zu stärken. Zunächst sollte die Anlage selbst intrinsisch proliferationsresistent gestaltet werden und, zweitens können extrinsische Überwachungsmaßnahmen (z.B. Safeguards der IAEA) durchgeführt werden.

Die wichtigste Maßnahme zur Unterstützung einer proliferationsresistenten Gestaltung, die das Umfunktionieren einer Anlage erschwert, ist der vollständige Verzicht auf die Verwendung von Uran als Targetmaterial oder die Konzeptionierung von Fusionsreaktoren als Hybrid-Reaktoren zur Erbrütung von spaltbarem Material in den Blankets.¹⁹¹ Im Falle von SNQs bietet Uran zwar die beste Neutronenausbeute, dennoch könnte diese Maßnahme relativ einfach umgesetzt werden, da Uran relativ schlechte Bestrahlungseigenschaften aufweist und sich zur Kühlung leistungsstarker Megawatt-Anlagen Flüssigmetalltargets aus Blei oder Quecksilber wesentlich besser eignen. Eine baulich auf den Einsatz von Flüssigmetall ausgelegte Spallationsquelle lässt sich nur schwer ohne größeren Umbau mit einem festen Target aus Uran betreiben. Allerdings sind ein Umbau oder eine modulare Bauweise und der Beschuss eines Uran-Targets mit Protonen an anderer Stelle (Beam Dump) damit nicht prinzipiell auszuschließen. Im Falle von Fusionsreaktoren sollte aus proliferationspolitischer Sicht vollständig auf die Verwirklichung von Fusions-Hybridreaktorkonzepten verzichtet werden, da hierbei neues kernwaffenrelevantes Material ebenso wie ein Brennstoffkreislauf mit separiertem Plutonium entstehen würde. Allein durch die Feststellung, dass in einem Reaktorkonzept der Einsatz von spaltbarem Material nicht vorgesehen ist, kann eine heimliche Produktion jedoch nicht ausgeschlossen werden und es muss über Kontrollmechanismen und deren Anwendbarkeit nachgedacht werden.

Ein Verzicht auf den Einsatz von Uran kann auch mit diversen Überwachungsmaßnahmen verifiziert werden: so etwa mit Detektierung von Spaltmaterial im Target und Moderatoreinbauten einer SNQ oder in den Blankets eines Fusionsreaktors beispielsweise durch Neutronenaktivierung vor ihrem Einbau. Ebenso ist eine Spaltneutronendetektion im Aufbewahrungsbereich für genutzte Targets und Fusionsblankets möglich. Luftfilter und Wischproben können zur Detektion von bestimmten Spaltprodukten in der Targethalle oder nahe an der Plasmakammer und andere relevanten Orten eingesetzt werden.

¹⁹¹Im Falle von SNQs könnte, um den heimlichen Aufbau und Betrieb einer Anlage zu erschweren, der Export von relevanten Beschleunigerkomponenten für Hochstromanlagen weltweit kontrolliert werden (z.B. Protonenquellen, RFQs, Hochfrequenzklystrons). Die Anzahl der Hersteller für solche Komponenten ist überschaubar und sie befinden sich vornehmlich in den Industrienationen. In den USA fallen etwa beschleunigergetriebene Systeme und Subsysteme zur Erzeugung kernwaffenrelevanter Materialien (U-233, Pu, Tritium) bereits unter Exportkontrollen.

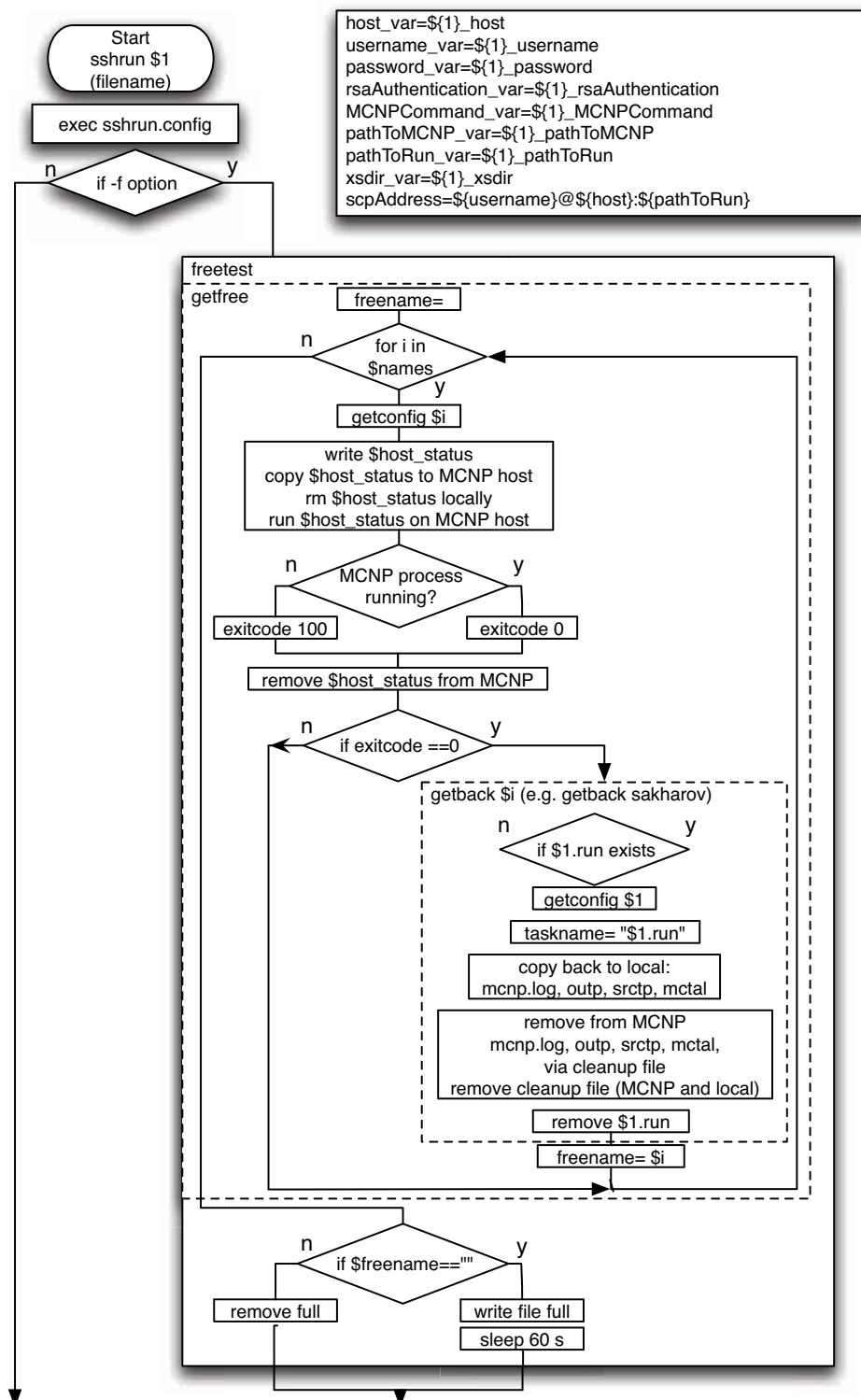
Bei Überwachungsmaßnahmen käme es auch darauf an, dass Safeguards nicht nur auf Materialien angewendet werden und Anlagen erst dann unter Kontrollmaßnahmen fallen, wenn entsprechende Mengen Material in der Anlage verwendet werden, sondern dass Safeguards direkt auf Anlagen angewendet werden könnten. Dies reflektiert den Umstand, dass es um den Einsatz der nuklearen Technologie selbst geht und um ihr Potenzial für verschiedene Produktionsszenarien von unterschiedlichen kernwaffenrelevanten Materialien. Durch die derzeitigen möglichen Ausnahmen bei der Anwendung von Safeguards auf Nuklearmaterialien sind Lücken vorstellbar, die zur Produktion von nuklearwaffenrelevantem Material mit Hilfe von Spallationsneutronenquellen oder in zukünftigen Fusionsreaktoren genutzt werden könnten. So können 10 t Natururan bzw. 20 t abgereichertes Uran, sowie 20 t Thorium von Safeguards ausgenommen werden. Diese Menge ist jedoch nach den obigen Ausführungen, je nach Szenario, schon ausreichend für eine relevante Produktion. Die Rolle von Tritium als kernwaffenrelevantes Material wird nach wie vor unterschätzt; bisher gibt es kein etabliertes Kontrollregime, das Tritium umfassen würde. Spallationsanlagen können hier ebenfalls zur Produktion dieses wesentlichen kernwaffenrelevanten Materials für fortgeschrittene Kernwaffenprogramme genutzt werden. Im Falle von Fusionsreaktoren sollte möglichst früh an der Ausarbeitung und Umsetzung der schwierigen Materialbilanzierung für Tritium gearbeitet werden.

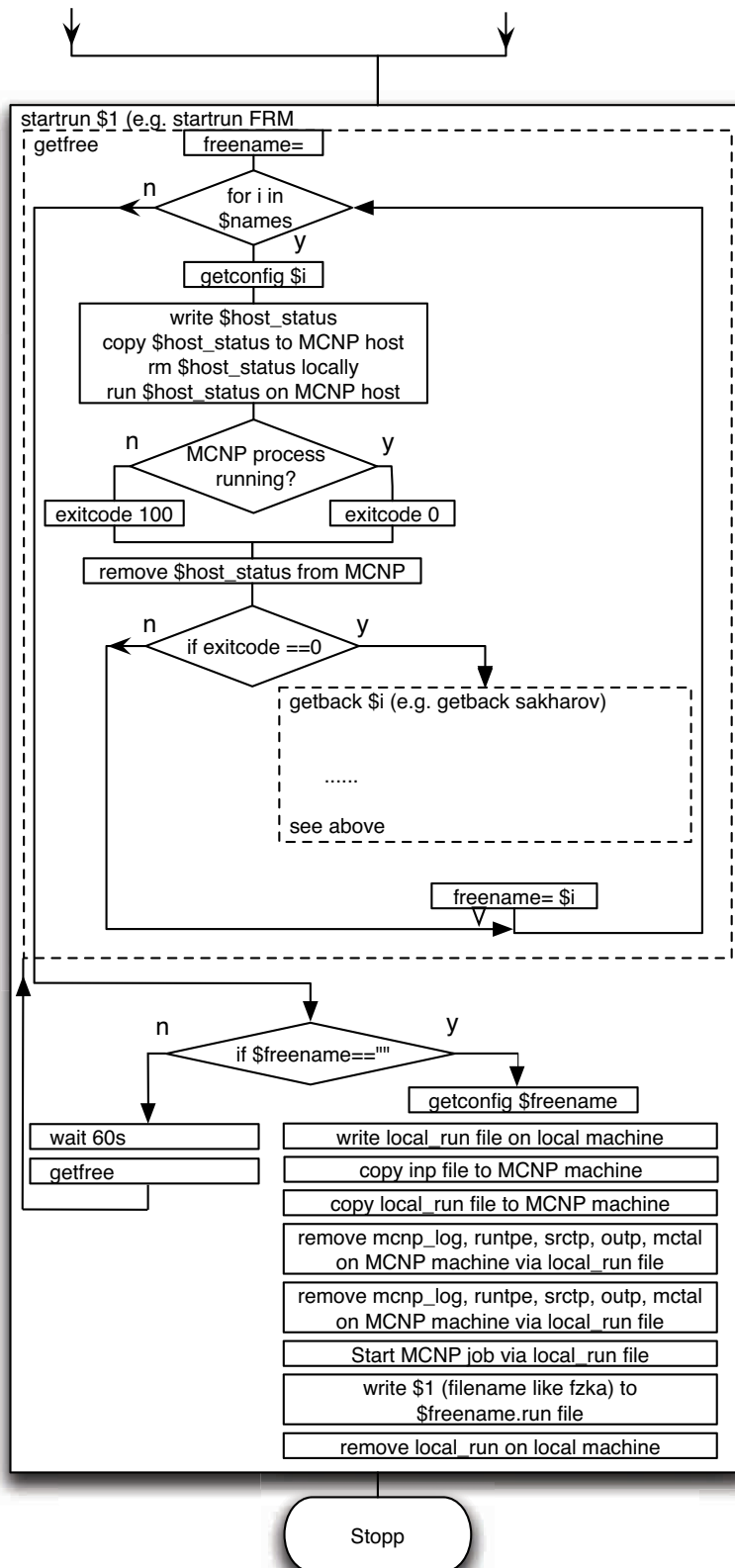
Auch fallen Spallationsanlagen, wie auch Fusionsreaktoren nicht direkt unter die Definition einer „Anlage“ (facility) nach den Comprehensive Safeguards Abkommen der Internationalen Atomenergieorganisation (IAEO). Sinnvoll wäre es hier, in geeigneter Weise die IAEO-Definition einer „Anlage“ so auszuweiten, dass nicht nur heute bekannte Kernreakortypen darunter fallen. Es wäre nötig, alle Anlagen mit neutronenproduzierenden Prozessen, die ausreichend Neutronenflüsse bereitstellen, um signifikante Mengen an Plutonium zu erbrüten bzw. eine bestimmte Produktionsrate anderer kernwaffenrelevanter Materialien (wie Uran-233 oder Tritium) übersteigen, in solch eine Definition geeignet mit aufzunehmen (vgl. Anhang H). Dies würde dazu führen, dass die Aufmerksamkeit auch auf Anlagentypen gelenkt wird, die historisch bisher nur eine untergeordnete Rolle bei der Produktion von kernwaffenrelevanten Materialien spielten, jedoch genug Potential für eine signifikante Rolle aufweisen.

Heute bestehen noch keine unmittelbaren Proliferationsgefahren auf der Basis von SN-Qs und gehen auch kaum von derzeit bereits existierenden Anlagen aus. Fusionsreaktoren befinden sich derzeit in der Phase der Technologieentwicklung. Es ist also ein ausreichender Zeithorizont gegeben, angemessene präventive Maßnahmen rechtzeitig zu etablieren.

A. Ablaufschema des Shellscripts sshrun

Das ursprünglich von [Kütt, 2007] geschriebene Shellsript „sshrun“ wurde im Rahmen dieser Arbeit erweitert und eine Dokumentation verfasst. Es ermöglicht den von Mathematica aus gestarteten Filetransfer zum MCNPX-Server und startet dort die MCNPX Rechnung.





B. MC²MATH Inputfile

Nachfolgend wird ein Beispiel Inputfile für MC²MATH wiedergegeben. Es werden mehrere Angaben benötigt, die jeweils durch kurze Kommentare erläutert werden.

```

C      Title, give Title of MCNP File here
title fusion new
C
C      -----
C      there are different burnuptypes: uran, imf, mox, spallation, fusion
C
burnuptype fusion
C
C      -----
C      Give Nuclides wich should maintain Density over Burnup (like Bor in
C                                          reactor)
C forcevek
C
C      -----
C      Give Einheitzielleistung in wattprogramm or wattprocm3
C      for Bunrup Type mox, imf, uran
C      einheitzielleistung wattprogramm
C
C      Give Zielleistung
C      zielleistung 38.5
C
C      Give external Source type: fusion, spallation
C
externalsource fusion
C
C      -----
C      Give Normalization for external source
C      Normalization for Fusion: Neutronrate (n/s)
C      Normalization for Spallation: Beam current (mA)
C
normextsource 1.04444E20
C
C      -----
C      Steps for Burnup for direct burnup in days
C
directstep 5

```

```

directstep 45
directstep 50
directstep 50
directstep 50
directstep 50
directstep 50
directstep 50
directstep 50
C
C
C
C -----
C      Steps for Burnup for corrector burnup DirectSteps*2-2 (e.g.11*2-2=20)
C      stepsize = directstepsize/2
C
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
centerstep 25
C
C -----
C      Keywords
C
materialreplace Burn Material
fissionproductactinideburnmaterials Fission Product and Actinide Materials
burnfluxtallies Burn Fluxtallies
burncellflag BC
titlelinekey Head of File
C
C *****
C      BLANK LINE DELIMITER
C *****
C
C      BURN MATERIALS
C      MATERIALNR, CELLNR, CROSSTALLYNR, FLUXTALLYNR
C                      DENSITY E24/CM3, VOLUME (cm3) DENSITY (g/cm3)
C
M1  1205   114   124   0.14459   1   19.05
M2  1207   134   144   0.14459   1   19.05
M3  1209   154   164   0.14459   1   19.05
M4  1211   174   184   0.14459   1   19.05
C

```

```

C *****
C BLANK LINE DELIMITER
C *****
C
C VOLUMES OF BURN CELLS
C
C 1205 1.34566e+06 1207 1.32063e+06 1209 1.29560e+06
C 1211 1.27057e+06
C
C
C *****
C BLANK LINE DELIMITER
C *****
C OBSOLETE
C
C DEFINITIONS FOR MONO CELL BURNUP (MOX; IMF; etc.)
C preferably work with materials given in raw.inputfile directly
C
C Density of Material in cell
C rhom (g/cc) for Heavy Metal (mox, uran, imf)
C rhobp (g/cc) for Bunable Poisons
C rhomix (g/cc) for Mixture (fusion, spallation)
C
C
C
C -----
C Give wt% of fissile Pu for burnuptype mox
C
C pufistwtpercent 0.00
C
C -----
C Give bptofraction for Burnable Poison
C
C -----
C Give material composition of burnup cell here
C
C burnuptype      name      in wt% at% or N(at/cc)
C uran            uranvek    wt%
C imf             puvek      wt%
C mox             puvek      wt%
C Burnable Poisons atbpvek + burnablepoisons
C fusion          fusionvek   wt% (pure Uranium)
C
C
C name ZAID W%
C
C

```


C. Angaben der verwendeten Nuklide in MC²MATH

Die Nachfolgende Tabelle enthält die wesentlichen Angaben, über die in den Rechnungen mit MC²MATH vorkommenden Nuklide.

Element: Der Elementname

Alphanum: Der Isotopenname, wie er im Text aber auch in den Mathematica Abbrandroutinen verwendet wird.

Code: Die Codenummer eines Isotops setzt sich wie folgt zusammen: $Z * 10000 + A * 10 + x$ mit $x = 0.1$. x ist hier eine freie Variable, um etwa Isomere bezeichnen zu können.

Ziel: Für die Nichtaktinide ist nur die Codenummer des Zielisotopes des physikalischen Prozesses angegeben. Prozesse sind etwa (n, γ) und β -Zerfall. Für die Aktiniden sind die Prozesse separat angegeben. (siehe unten)

Mat. Nr: Die Materialnummer wie sie in den MCNPX-Inputfiles und in den Mathematica-Routinen benutzt wird.

ZAID: Eine Wirkungsquerschnittsbibliothek setzt sich zusammen aus der ZAID (Nuklid Identifikationszahl ZZZAAA) und der

nnx: verwendeten Bibliothek für den Neutronenwirkungsquerschnitt. (c bedeutet continuous-energy).

Lib: Name der Datei der Wirkungsquerschnittsbibliothek für MCNPX.

Source: Die ursprüngliche Evaluation der Daten.

- ENDF:¹⁹² Evaluated Nuclear Data File. Daten werden produziert von Mitgliedern der Cross Section Evaluation Working Group und werden verwaltet vom National Nuclear Data Center.
- LLNL: Evaluierte Bibliotheken aus dem Lawrence Livermore National Laboratory. In MCNPX enthalten.

¹⁹²ENDF [2001].

- JENDL:¹⁹³ Japanese evaluated nuclear data library. Die Daten werden produziert von JAERI Nuclear Data Center und Japanese Nuclear Data Committee. Sie werden verwaltet von JAERI Nuclear Data Center.
- BROND:¹⁹⁴ The Russian Library of Evaluated Neutron Reaction. Die Daten werden produziert und verwaltet vom Russian Nuclear Data Center (CJD).

isomer: Codenummer des Grundzustandes angegeben.

Cum: Gibt an, ob der kumulativ Yield des Nuklides verwendet wird (1) oder der direkte (0).

α , β_- , β_+ , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, γ) : Wenn einer dieser Prozesse bei einem Isotop stattfinden kann, wird die Codenummer des Zielnuklids angegeben.

Fis: Jede Spaltung von Aktiniden wird in einer Codenummer gespeichert.

¹⁹³Nakagawa [1995].

¹⁹⁴Blokhin et al. [1994].

Element	Alphanum	Code	Ziel	Mat. Nr	ZAID	nnx	Lib	Source	β_-	isomer	Cum
Bor	B10	50100	0	401	5010	60c	endf60	B-VI.1			1
Bor	B11	50110	-1	402	5011	60c	endf60	B-VI.1			1
Selen	Se77	340770	0	600	34077	60c	ace	B-VI.0			1
Brom	Br81	350810	360820	601	35081	60c	ace	B-VI.0			1
Krypton	Kr82	360820	360830	602	36082	60c	ace	B-VI.0			1
Krypton	Kr83	360830	360840	603	36083	60c	ace	B-VI.0			1
Krypton	Kr83m	360831	0	0	0	0	0			360830	1
Krypton	Kr84	360840	0	604	36084	60c	ace	B-VI.0			1
Rubidium	Rb85	370850	0	605	37085	60c	ace	B-VI.0			1
Rubidium	Rb87	370870	0	606	37087	60c	ace	B-VI.0	380870		1
Strontium	Sr90	380900	400910	607	38090	60c	ace	B-VI.0	400900		1
Yttrium	Y89	390890	400900	608	39089	60c	ace	B-VI.4			1
Zirkonium	Zr90	400900	400910	609	40090	60c	ace	B-VI.0			0
Zirkonium	Zr91	400910	400920	610	40091	60c	ace	B-VI.0			1
Zirkonium	Zr92	400920	400930	611	40092	60c	ace	B-VI.0			1
Zirkonium	Zr93	400930	400940	612	40093	60c	ace	B-VI.0	410930		1
Zirkonium	Zr94	400940	400950	613	40094	60c	ace	B-VI.0			1
Zirkonium	Zr95	400950	400960	614	40095	60c	ace	B-VI.0	410950		1
Zirkonium	Zr96	400960	0	615	40096	60c	ace	B-VI.0			1
Niob	Nb95	410950	420960	616	41095	60c	ace	B-VI.0	420950		0
Molybdän	Mo95	420950	420960	617	42095	60c	ace	B-VI.0			0
Molybdän	Mo96	420960	420970	618	42096	60c	ace	B-VI.0			1
Molybdän	Mo97	420970	420980	619	42097	60c	ace	B-VI.0			1
Molybdän	Mo98	420980	420990	620	42098	60c	ace	JENDL-3.2			1
Molybdän	Mo99	420990	421000	621	42099	60c	ace	B-VI.0	430990		1
Molybdän	Mo100	421000	441010	622	42100	60c	ace	JENDL-3.2			1
Technetium	Tc99	430990	441000	623	43099	60c	ace	B-VI.0	440990		0
Technetium	Tc99m	430991	0	0	0	0	0			430990	1
Ruthenium	Ru100	441000	0	624	44100	60c	ace	B-VI.0			1
Ruthenium	Ru101	441010	441020	625	44101	60c	ace	B-VI.2			1
Ruthenium	Ru102	441020	441030	626	44102	60c	ace	B-VI.2			1
Ruthenium	Ru103	441030	441040	627	44013	60c	ace	B-VI.0	451030		1
Ruthenium	Ru104	441040	441050	628	44104	60c	ace	B-VI.0			1
Ruthenium	Ru105	441050	441060	629	44105	60c	ace	B-VI.0	451050		1
Ruthenium	Ru106	441060	461070	630	44106	60c	ace	B-VI.0	461060		1
Rhodium	Rh103	451030	461040	631	45103	60c	ace	B-VI.0			0
Rhodium	Rh103m	451031	0	0	0	0	0			451030	0
Rhodium	Rh105	451050	451060	632	45105	60c	ace	B-VI.0	461050		0
Rhodium	Rh105m	451051	0	0	0	0	0			451050	0
Rhodium	Rh106	451060	-1	633	45106	0	0		461060		0
Palladium	Pd104	461040	461050	634	46104	60c	ace	B-VI.5			1
Palladium	Pd105	461050	461060	635	46105	60c	ace	B-VI.5			0
Palladium	Pd106	461060	461070	636	46106	60c	ace	B-VI.5			0
Palladium	Pd107	461070	461080	637	46107	60c	ace	B-VI.1	471070		1
Palladium	Pd107m	461071	0	0	0	0	0			461070	1
Palladium	Pd108	461080	471090	638	46108	60c	ace	B-VI.5			1
Palladium	Pd110	461100	471110	639	46110	60c	ace	B-VI.0			1
Silber	Ag109	471090	481100	640	47109	60c	ace	B-VI.0			1
Silber	Ag111	471110	481120	641	47110	60c	ace	B-VI.0	481110		1
Cadmium	Cd110	481100	481110	642	48110	60c	ace	B-VI.4			1
Cadmium	Cd111	481110	481120	643	48111	60c	ace	B-VI.3			0
Cadmium	Cd112	481120	481130	644	48112	60c	ace	B-VI.4			1
Cadmium	Cd113	481130	481140	645	48113	60c	ace	B-VI.3	491130		1
Cadmium	Cd113m	481131	0	0	0	0	0			481130	1
Cadmium	Cd114	481140	0	646	48114	60c	ace	B-VI.4			1
Indium	In115	491150	501160	647	49115	60c	ace	JENDL-3.2	501150		1
Indium	In115m	491151	0	0	0	0	0			491150	1
Zinn	Sn116	501160	501170	648	50116	60c	ace	B-VI.0			1
Zinn	Sn117	501170	501180	649	50117	60c	ace	B-VI.0			1
Zinn	Sn118	501180	0	650	50118	60c	ace	B-VI.0			1
Zinn	Sn124	501240	511250	651	50124	60c	ace	JENDL-3.2			1
Antimon	Sb121	511210	521220	652	51121	60c	ace	B-VI.0			1
Antimon	Sb123	511230	0	653	51123	60c	ace	B-VI.0			1
Antimon	Sb125	511250	0	654	51125	60c	ace	B-VI.0	521250		1
Tellur	Te122	521220	0	655	52122	60c	ace	B-VI.0			1
Tellur	Te125	521250	0	656	52125	60c	ace	B-VI.0			1
Tellur	Te128	521280	531290	657	52128	60c	ace	B-VI.0			1
Tellur	Te130	521300	531310	658	52130	60c	ace	B-VI.0			1
Iod	I127	531270	541280	659	53127	60c	ace	B-VI.2			1
Iod	I129	531290	541300	660	53129	60c	ace	B-VI.0	541290		1
Iod	I131	531310	541320	661	53131	60c	ace	B-VI.0	541310		1
Iod	I135	531350	-1	662	53135	60c	ace	B-VI.0	541350		1
Xenon	Xe128	541280	0	663	54128	60c	ace	B-VI.0			1
Xenon	Xe130	541300	541310	664	54130	60c	ace	B-VI.0			1
Xenon	Xe131	541310	541320	665	54131	60c	ace	B-VI.0			0
Xenon	Xe131m	541311	0	0	0	0	0			541310	1
Xenon	Xe132	541320	541330	666	54132	60c	ace	B-VI.0	551330		1
Xenon	Xe133	541330	541340	667	54133	60c	ace	B-VI.0			1
Xenon	Xe133m	541331	0	0	0	0	0			541330	1
Xenon	Xe134	541340	541350	668	54134	60c	ace	B-VI.0			1

Element	Alphanum	Code	Ziel	Mat. Nr	ZAID	nnx	Lib	Source	β_-	isomer	Cum
Xenon	Xe135	541350	541360	669	54135	60c	ace	B-VI.0	551350		0
Xenon	Xe135m	541351		0	0	0	0			541350	
Xenon	Xe136	541360	551370	670	54136	60c	ace	B-VI.0			1
Cäsium	Cs133	551330	551340	671	55133	60c	ace	B-VI.0			0
Cäsium	Cs134	551340	551350	672	55134	60c	ace	B-VI.0	561340		0
Cäsium	Cs134m	551341		0	0	0	0			551340	
Cäsium	Cs135	551350	561360	673	55135	60c	ace	B-VI.0	561350		0
Cäsium	Cs135m	551351		0	0	0	0			551350	
Cäsium	Cs137	551370	561380	674	55137	60c	ace	B-VI.0	561370		1
Barium	Ba134	561340	561350	675	56134	60c	ace	B-VI.0			0
Barium	Ba135	561350	561360	676	56135	60c	ace	B-VI.0			0
Barium	Ba136	561360	561370	677	56136	60c	ace	B-VI.0			1
Barium	Ba137	561370	561380	678	56137	60c	ace	B-VI.0			0
Barium	Ba138	561380	0	679	56138	60c	ace	B-VI.3			1
Barium	Ba140	561400	581410	680	56140	60c	ace	B-VI.3	571400		1
Lanthan	La139	571390	571400	681	57139	60c	ace	B-VI.1			1
Lanthan	La140	571400	581410	682	57140	60c	ace	B-VI.0	581400		0
Cer	Ce140	581400	581410	683	58140	60c	ace	B-VI.0			0
Cer	Ce141	581410	581420	684	58141	60c	ace	B-VI.0	591410		1
Cer	Ce142	581420	591430	685	58142	60c	ace	B-VI.0			1
Cer	Ce144	581440	601450	686	58144	60c	ace	B-VI.0	601440		1
Praesodym	Pr141	591410	601420	687	59141	60c	ace	B-VI.0			0
Praesodym	Pr143	591430	601440	688	59143	60c	ace	B-VI.0	601430		1
Neodym	Nd142	601420	601430	689	60142	60c	ace	B-VI.0			1
Neodym	Nd143	601430	601440	690	60143	60c	ace	B-VI.2			0
Neodym	Nd144	601440	601450	691	60144	60c	ace	B-VI.0			0
Neodym	Nd145	601450	601460	692	60145	60c	ace	B-VI.2			1
Neodym	Nd146	601460	601470	693	60146	60c	ace	B-VI.0			1
Neodym	Nd147	601470	601480	694	60147	60c	ace	B-VI.1	611470		1
Neodym	Nd148	601480	611490	695	60148	60c	ace	B-VI.0			1
Neodym	Nd150	601500	611510	696	60150	60c	ace	B-VI.0			1
Promethium	Pm147	611470	611480	697	61147	60c	ace	B-VI.1			0
Promethium	Pm148	611480	611490	698	61148	60c	ace	B-VI.0	621480		0
Promethium	Pm148m	611481	611490	699	61248	60c	ace	B-VI.0	621480	61480	0
Promethium	Pm149	611490	621500	700	61149	60c	ace	B-VI.0	621490		1
Promethium	Pm151	611510	621520	701	61151	60c	ace	B-VI.0	621510		1
Samarium	Sm147	621470	621480	702	62147	60c	ace	B-VI.0			0
Samarium	Sm148	621480	621490	703	62148	60c	ace	B-VI.0			0
Samarium	Sm149	621490	621500	704	62149	60c	ace	B-VI.0			0
Samarium	Sm150	621500	621510	705	62150	60c	ace	B-VI.2			1
Samarium	Sm151	621510	621520	706	62151	60c	ace	B-VI.1	631510		0
Samarium	Sm152	621520	621530	707	62152	60c	ace	B-VI.1			1
Samarium	Sm153	621530	621540	708	62153	60c	ace	B-VI.0	631530		1
Samarium	Sm154	621540	631550	709	62154	60c	ace	B-VI.0			1
Europium	Eu151	631510	631520	710	63151	60c	ace	B-VI.0			0
Europium	Eu152	631520	631530	711	63152	60c	ace	B-VI.0	641520		0
Europium	Eu153	631530	631540	712	63153	60c	ace	B-VI.0			0
Europium	Eu154	631540	631550	713	63154	60c	ace	B-VI.0	641540		0
Europium	Eu154m	631541		0	0	0	0			631540	
Europium	Eu155	631550	631560	714	63155	60c	ace	B-VI.1	641550		1
Europium	Eu156	631560	631570	715	63156	60c	ace	B-VI.0	641560		1
Europium	Eu157	631570	641580	716	63157	60c	ace	B-VI.0	641570		1
Gadolinium	Gd152	641520	0	717	64152	60c	ace	B-VI.4			0
Gadolinium	Gd154	641540	641550	718	64154	60c	ace	B-VI.4			0
Gadolinium	Gd155	641550	641560	719	64155	60c	ace	B-VI.0			0
Gadolinium	Gd156	641560	641570	720	64156	60c	ace	B-VI.0			0
Gadolinium	Gd157	641570	641580	721	64157	60c	ace	B-VI.0			0
Gadolinium	Gd158	641580	0	722	64158	60c	ace	B-VI.0			1
Terbium	Tb159	651590	651600	723	65159	60c	ace	B-VI.0			1
Terbium	Tb160	651600	661610	724	65160	60c	ace	B-VI.0	661600		1
Dysprosium	Dy160	661600	661610	725	66160	60c	ace	B-VI.0			0
Dysprosium	Dy161	661610	661620	726	66161	60c	ace	B-VI.0			1
Dysprosium	Dy162	661620	661630	727	66162	60c	ace	B-VI.0			1
Dysprosium	Dy163	661630	661640	728	66163	60c	ace	B-VI.0			1
Dysprosium	Dy164	661640	671650	729	66164	60c	ace	B-VI.0			1
Holmium	Ho165	671650	681660	730	67165	60c	ace	B-VI.5			1
Erbium	Er162	681620	-1	0	68162	0	0				1
Erbium	Er164	681640	-1	0	68164	0	0				1
Erbium	Er166	681660	681670	733	68166	60c	ace	B-VI.0			1
Erbium	Er167	681670	0	734	68167	60c	ace	B-VI.0			1
Erbium	Er168	681680	-1	0	68168	0	0				1
Erbium	Er170	681700	0	736	68170	88c	88c	BROND-2			1
Sauerstoff	OS	80160		400	8016	60c	endf60	B-VI.0			
U235 Fission				500	45117	90c					
Pu239 Fission				501	46119	90c					
Av. Fission				502	50120	35c					

Element	Alphanum	Code	Mat. Nr	ZAID	nnx	Lib	Source	β_-	Isomer	α	β_+	(n2,n)	(n,3n)	(n, γ)	Fis
Thorium	Th230	902300	900	902301	60c	ace	B-VI.0					902300	902290	902310	501200
Thorium	Th231	902310	901	902311	35c	end185	LLNL	922310				902310	902300	902320	501200
Thorium	Th232	902320	902	902321	60c	ace	B-VI.0					902310	902300	902330	501200
Thorium	Th233	902330	903	902331	35c	end185	LLNL	912330				902330	902320	902340	501200
Thorium	Th234	902340	904	902341	0	0		912340				902330	902320	902350	501200
Palladium	Pa230	912300	910	912301	0	0	B-VI.2				902300	912300	912290	912310	501200
Palladium	Pa231	912310	911	912311	60c	ace						912310	912300	912320	501200
Palladium	Pa232	912320	912	912321	0	0	B-VI.0	922320				912310	912300	912330	501200
Palladium	Pa233	912330	913	912331	60c	ace		922330				912320	912310	912340	501200
Palladium	Pa234	912340	913	912341	0	0		922340				912330	912320	912350	501200
Palladium	Pa235	912350	914	912351	0	0									501200
Uran	U231	922310	921	922311	0	0	B-VI.2			902280	912310	922310	922300	922320	501200
Uran	U232	922320	922	922321	60c	ace	B-VI.2			902290		922320	922310	922330	501200
Uran	U233	922330	923	922331	60c	ace	B-VI.2			902300		922330	922320	922340	511200
Uran	U234	922340	924	922341	60c	ace		922340				922330	922320	922350	521200
Uran	U235	922350	925	922351	60c	ace	B-VI.4			902310		922340	922330	922360	451170
Uran	U236	922360	926	922361	60c	ace	B-VI.0			902320		922350	922340	922370	531200
Uran	U237	922370	927	922371	60c	ace	B-VI.2	932370		902330		922360	922350	922380	501200
Uran	U238	922380	928	922381	60c	ace	B-VI.5			902340		922370	922360	922390	541200
Uran	U239	922390	929	922391	35c	rmccsa	LLNL	932390				922370	922360	922400	501200
Neptunium	Np240	922400	920	922401	35c	rmccsa	LLNL	932401				922390	922380	922410	501200
Neptunium	Np235	932350	935	932351	35c	end185	LLNL			912310	922360	932360	932350	932370	501200
Neptunium	Np236	932360	936	932361	35c	end185	LLNL	942360			922360			932370	501200
Neptunium	? 932361		0	932361	0	0		942360			922360			932370	501200
Neptunium	Np237	932370	937	932371	60c	ace	B-VI.1			912330		932360	932350	932380	501200
Neptunium	Np238	932380	938	932381	60c	ace	B-VI.2					932370	932360	932390	501200
Neptunium	Np239	932390	939	932391	60c	ace	B-VI.0	942390				932380	932370	932400	501200
Neptunium	Np240	932400	930	932401	0	0		942400				932390	932380	932410	501200
Neptunium	Np240m	932410	0	0	0	0		942400							
Plutonium	Pu236	942360	946	942361	60c	ace	B-VI.4			922320	932370	942360	942350	942370	501200
Plutonium	Pu237	942370	947	942371	60c	ace	B-VI.0			922330		942360	942350	942380	501200
Plutonium	Pu238	942380	948	942381	60c	ace	B-VI.2			922340		942370	942360	942390	501200
Plutonium	Pu239	942390	949	942391	60c	ace	B-VI.5			922350		942380	942370	942400	461190
Plutonium	Pu240	942400	940	942401	60c	ace	B-VI.2			922360		942390	942380	942410	551200
Plutonium	Pu241	942410	941	942411	60c	ace	B-VI.3	952410		922370		942400	942390	942420	561200
Plutonium	Pu242	942420	942	942421	60c	ace	B-VI.2			922380		942410	942400	942430	571200
Plutonium	Pu243	942430	943	942431	60c	ace	B-VI.2	952430				942420	942410	942440	501200
Plutonium	Pu244	942440	944	942441	60c	ace	B-VI.0			922400		942430	942420	942450	501200
Plutonium	Pu245	942450	945	942451	0	0		952450				942440	942430	942460	501200
Plutonium	Pu246	942460	946	942461	0	0		952460				942450	942440	942470	501200
Ameritium	Am240	952400	950	952401	0	0				932360	942400	952430	952420	952450	501200
Ameritium	Am241	952410	951	952411	60c	ace	B-VI.3			932370		952400	952390	952420	501200
Ameritium	Am242	952420	952	952421	60c	ace	B-VI.1	962420		932380	942420	952410	952400	952430	581200
Ameritium	Am242m	952421	852	952422	60c	ace	B-VI.5		952420			952410	952400	952430	581200
Ameritium	Am243	952430	953	952431	60c	ace	B-VI.2			932390		952420	952410	952440	501200
Ameritium	Am244	952440	0	952441	0	0		962440				952430	952420	952450	501200
Ameritium	Am244m	952441	0	952442	0	0		962440			942440	952440	952430	952460	501200
Ameritium	Am245	952450	955	952451	0	0		962450				952440	952430	952470	501200
Ameritium	Am246	952460	0	0	0	0		962460				952450	952440		
Ameritium	Am246m	952461	0	952462	0	0		962460							501200
Curium	Cm240	962400	960	962401	0	0				942360	952410	962400	962390	962420	501200
Curium	Cm241	962410	961	962411	60c	ace	B-VI.0			942370	952410	962410	962400	962430	501200
Curium	Cm242	962420	962	962421	60c	ace	B-VI.2			942380	952420	962420	962410	962440	501200
Curium	Cm243	962430	963	962431	60c	ace	B-VI.0			942390	952430	962430	962420	962450	501200
Curium	Cm244	962440	964	962441	60c	ace	B-VI.2			942400		962440	962430	962460	501200
Curium	Cm245	962450	965	962451	60c	ace	B-VI.2			942410		962440	962430	962480	501200
Curium	Cm246	962460	966	962461	60c	ace	B-VI.2			942420		962440	962430	962470	501200
Curium	Cm247	962470	967	962471	60c	ace	B-VI.2			942430		962460	962450	962480	501200
Curium	Cm248	962480	968	962481	60c	ace	B-VI.0			942440		962470	962460	962490	501200
Curium	Cm249	962490	969	962491	0	0		972490				962480	962470	962500	501200

D. Input-Deck für das MCNP Modell von PPCS-A

Da eine tabellierte Darstellung der Geometrie des in Kap. 5 vorgestellten Fusionsreaktors sehr umfangreich wäre, wird im Folgenden der Geometrieteil und die Quelldefinition des MCNP Input Decks wiedergegeben. Da sich die Materialzusammensetzung je nach Beimischung einer Urankonzentration unterscheidet und ohnehin in Kap. 5 in Tab. 5.3 und auf S. 138 eine Beschreibung vorgenommen wurde, wird hier auf eine Wiedergabe verzichtet, ebenso wie auf eine Darstellung der eingesetzten Tallies.

Zur MCNPX Syntax siehe [Pelowitz, 2008].

```
FUSION INPUTFILE
C
C Inputfile Reactor Model PPCS A Rev. 3
C Prestudy Module II: Matthias Englert* (Jan - Mar 2007)
C First Reactor Model: Fabio Balloni* (Apr 2007 - Mar 2008)
C Revision: Matthias Englert* (Jul 2008 - Mar 2009)
C
C * IANUS, DARMSTADT TECHNICAL UNIVERSITY
C
C -----
C
C *****
C *
C * CELLS
C *
C *****
C
C COMMENT
C (0,0,0) in MCNP Model is at Blanket II Outboard
C Center of Torus is at (-598,0,85) in MCNPX coordinate frame
C Center for Poloidal coordinates is at (382,0,85)
C
C +-----
C +
C + INNER MODULES
```

```

C      +
C      +-----
C
C      MODULE I PART 1
C
1101  0      -5 6 -105 106 228 -229      imp:n=1
1102  11     -7.61 -5 6 -105 106 227 -228      imp:n=1
1103  12     -3.14 -5 6 -105 106 226 -227      imp:n=1
1104  11     -7.61 -5 6 -105 106 225 -226      imp:n=1
1105  13     -8.84 -5 6 -105 106 224 -225      imp:n=1
1106  11     -7.61 -5 6 -105 106 223 -224      imp:n=1
1107  14     -9.00 -5 6 -105 106 222 -223      imp:n=1
1108  11     -7.61 -5 6 -105 106 221 -222      imp:n=1
1109  15     -9.18 -5 6 -105 106 220 -221      imp:n=1
1110  11     -7.61 -5 6 -105 106 219 -220      imp:n=1
1111  15     -9.18 -5 6 -105 106 218 -219      imp:n=1
1112  16     -7.57 -5 6 -105 106 217 -218      imp:n=1
1113  17     -4.58 -5 6 -105 106 216 -217      imp:n=1
1114  18     -5.54 -5 6 -105 106 -216 215      imp:n=1
C
C      MODULE I, PART 2
1131  0      -5 6 -106 -802 683 131 -132      imp:n=1
1132  11     -7.61 -5 6 -106 -802 683 132 -133      imp:n=1
1133  12     -3.14 -5 6 -106 -802 683 133 -134      imp:n=1
1134  11     -7.61 -5 6 -106 -802 683 134 -135      imp:n=1
1135  13     -8.84 -5 6 -106 -802 683 135 -136      imp:n=1
1136  11     -7.61 -5 6 -106 -802 683 136 -137      imp:n=1
1137  14     -9.00 -5 6 -106 -802 683 137 -138      imp:n=1
1138  11     -7.61 -5 6 -106 -802 683 138 -139      imp:n=1
1139  15     -9.18 -5 6 -106 -802 683 139 -140      imp:n=1
1140  11     -7.61 -5 6 -106 -802 683 140 -141      imp:n=1
1141  15     -9.18 -5 6 -106 -802 683 141 -142      imp:n=1
1142  16     -7.57 -5 6 -106 -802 683 142 -143      imp:n=1
1143  17     -4.58 -5 6 -106 -802 683 143 -144      imp:n=1
1144  18     -5.54 -5 6 -106 -802 683 144 -145      imp:n=1
C
C      -----
C
C      MODULE II
C
1201  0      -5 6 211 -212 228 -229      imp:n=1
1202  11     -7.61 -5 6 211 -212 227 -228      imp:n=1
1203  12     -3.14 -5 6 211 -212 226 -227      imp:n=1
1204  11     -7.61 -5 6 211 -212 225 -226      imp:n=1
1205  13     -8.84 -5 6 211 -212 224 -225      imp:n=1
1206  11     -7.61 -5 6 211 -212 223 -224      imp:n=1
1207  14     -9.00 -5 6 211 -212 222 -223      imp:n=1
1208  11     -7.61 -5 6 211 -212 221 -222      imp:n=1
1209  15     -9.18 -5 6 211 -212 220 -221      imp:n=1
1210  11     -7.61 -5 6 211 -212 219 -220      imp:n=1
1211  15     -9.18 -5 6 211 -212 218 -219      imp:n=1
1212  16     -7.57 -5 6 211 -212 217 -218      imp:n=1

```


1503	12	-3.14	-5 6 -502	505	414 -415	407	imp:n=1
1504	11	-7.61	-5 6 -502	505	415 -416	407	imp:n=1
1505	19	-8.72	-5 6 -502	505	416 -417	407	imp:n=1
1506	11	-7.61	-5 6 -502	505	417 -418	407	imp:n=1
BC 1507	20	-9.23	-5 6 -502	505	418 -419	407	imp:n=1 \$ BURN CELL
1508	11	-7.61	-5 6 -502	505	419 -420	407	imp:n=1
BC 1509	20	-9.23	-5 6 -502	505	420 -421	407	imp:n=1 \$ BURN CELL
1510	11	-7.61	-5 6 -502	505	421 -422	407	imp:n=1
BC 1511	21	-9.17	-5 6 -502	505	422 -423	407	imp:n=1 \$ BURN CELL
1512	11	-7.61	-5 6 -502	505	423 -424	407	imp:n=1
BC 1513	22	-9.13	-5 6 -502	505	424 -425	407	imp:n=1 \$ BURN CELL
1514	23	-7.59	-5 6 -502	505	425 -426	407	imp:n=1
1515	17	-4.58	-5 6 -502	505	426 -427	407	imp:n=1
1516	18	-5.54	-5 6 -502	505	427 -428	407	imp:n=1

C

C

C

MODULE VI

C

1601	0		-5 6 -681	683	409 -413	407	imp:n=1
1602	11	-7.61	-5 6 -681	683	413 -414	407	imp:n=1
1603	12	-3.14	-5 6 -681	683	414 -415	407	imp:n=1
1604	11	-7.61	-5 6 -681	683	415 -416	407	imp:n=1
1605	19	-8.72	-5 6 -681	683	416 -417	407	imp:n=1
1606	11	-7.61	-5 6 -681	683	417 -418	407	imp:n=1
1607	20	-9.23	-5 6 -681	683	418 -419	407	imp:n=1
1608	11	-7.61	-5 6 -681	683	419 -420	407	imp:n=1
1609	20	-9.23	-5 6 -681	683	420 -421	407	imp:n=1
1610	11	-7.61	-5 6 -681	683	421 -422	407	imp:n=1
1611	21	-9.17	-5 6 -681	683	422 -423	407	imp:n=1
1612	11	-7.61	-5 6 -681	683	423 -424	407	imp:n=1
1613	22	-9.13	-5 6 -681	683	424 -425	407	imp:n=1
1614	23	-7.59	-5 6 -681	683	425 -426	407	imp:n=1
1615	17	-4.58	-5 6 -681	683	426 -427	407	imp:n=1
1616	18	-5.54	-5 6 -681	683	427 -428	407	imp:n=1

C

C

C

FILLINGS

C

1701	11	-7.61	-5 6	409 -428	-506	684	407	imp:n=1 \$ MOD 5 6
1702	11	-7.61	-5 6	409 -428	-505	506	407	imp:n=1 \$ MOD 5 6
1703	11	-7.61	-5 6	409 -428	-684	681	407	imp:n=1 \$ MOD 5 6
1704	11	-7.61	-5 6	409 -428	-503	504		imp:n=1 \$ MOD 4 5
1705	11	-7.61	-5 6	409 -428	-501	503		imp:n=1 \$ MOD 4 5
1706	11	-7.61	-5 6	409 -428	-504	502		imp:n=1 \$ MOD 4 5
1707	11	-7.61	-5 6	-851	406	407	403	imp:n=1 \$ MOD 3 4
1708	11	-7.61	-5 6	-405	312	-407	301 212	imp:n=1 \$ MOD 3 4
1709	11	-7.61	-5 6	215	-228	212	-700	imp:n=1
1710	11	-7.61	-5 6	215	-228	700	-701	imp:n=1
1711	11	-7.61	-5 6	-303	312	302	-702 -407	imp:n=1
1712	11	-7.61	-5 6	-303	312	702	-703 -407	imp:n=1
1713	11	-7.61	-5 6	-228	215	701	703 -325	imp:n=1


```

C 1714 11 -6.24 -5 6 -382 396 704 -705 imp:n=1
C
1721 11 -7.61 -5 6 215 -228 -211 101 imp:n=1 $ MOD 1 2
1722 11 -7.61 -5 6 215 -228 -101 102 imp:n=1 $ MOD 1 2
1723 11 -7.61 -5 6 215 -228 -102 103 imp:n=1 $ MOD 1 2
1724 11 -7.61 -5 6 215 -228 -103 104 imp:n=1 $ MOD 1 2
1725 11 -7.61 -5 6 215 -228 -104 105 imp:n=1 $ MOD 1 2
C
C +-----
C +
C + DIVERTOR, SOURCE & REST OF UNIVERSE
C +
C +-----
C
C DIVERTOR
C
1801 11 -7.61 -5 6 801 -802 803 -685 imp:n=1
1802 11 -7.61 -5 6 802 803 -804 -805 800 -685 imp:n=1
1803 11 -7.61 -5 6 805 -806 807 800 -685 imp:n=1
1804 11 -7.61 -5 6 808 -809 -807 imp:n=1
1805 11 -7.61 -5 6 800 807 -811 812 -685 imp:n=1
1806 11 -7.61 -5 6 800 811 -810 813 -815 imp:n=1
1807 11 -7.61 -5 6 805 800 -813 814 -815 -685 imp:n=1
1808 11 -7.61 -5 6 -857 131 -900 -683 685 imp:n=1
1809 11 -7.61 -5 6 409 -855 900 -813 -683 685 imp:n=1
C
C -----
C
C OUTER CELLS
1851 11 -7.61 -5 6 851 -852 700 403 imp:n=1
1852 11 -7.61 -5 6 853 -854 861 -403 imp:n=1
1853 11 -7.61 -5 6 855 -856 -861 862 imp:n=1
1854 11 -7.61 -5 6 857 -858 -683 -862 imp:n=1
1855 11 -7.61 -5 6 -859 860 683 -700 imp:n=1
C
C -----
C
C SOURCE CELLS
C
2001 0 -5 6 &
(((-901 904 900):(-902 905 -900):(-904 905 900 -903))) imp:n=1
2002 0 -5 6 &
(((-904 907 903):(-905 908 -903):(-907 908 903 -906))) imp:n=1
2003 0 -5 6 &
(((-907 910 906):(-908 911 -906):(-910 911 906 -909))) imp:n=1
2004 0 -5 6 &
(((-910 913 909):(-911 914 -909):(-913 914 909 -912))) imp:n=1
2005 0 -5 6 &
(((-913 916 912):(-914 917 -912):(-916 917 912 -915))) imp:n=1
2006 0 -5 6 ((-916 915):(-917 -915)) imp:n=1
C
C 2000 0 -5 6 -906 901 imp:n=1
C

```

```

C -----
C      INNER UNIVERSE
C
C      DIVERTOR EMPTY TOP
C 9001  0      (-5 6 -685 813 810 811 807 -815 ):      &
C      (-5 6 -685 802 804 -805 807 215 902):      &
C      (-5 6 -808:809) -807 (901:-900) (902:900) -685      &
C                                                    imp:n=1
C
C 9001  0      -5 6 -685 813 810 811 807 -815      imp:n=1
C 9002  0      -5 6 -685 802 804 -805 807 215 902      imp:n=1
C 9003  0      -5 6 (-808:809) -685 -807 (901:-900) (902:900)      imp:n=1
C
C 9004 11      -7.61 -5 6 -131 -900 902 -683 685      imp:n=1
C 9005 11      -7.61 -5 6 -855 900 901 (813:-409) -683 685      imp:n=1
C
C      DIVERTOR FILLED BOTTOM
C 9100 11      -7.61 -5 6 -855 (-857:862) (-862:-855) -685      & $
C      #1801 #1802 #1803 #1804 #1805      & $ DIVERTOR CELLS
C      #1806 #1807      & $ DIVERTOR CELLS
C      #9001 #9002 #9003      & $ EMPTY TOP CELLS
C      #2001      & $ SOURCE CELL
C                                                    imp:n=1
C
C      DIVERTOR
C 9995  0      -5 6 -999 860 -683      &
C      ((-858 -862):(-856 862))      &
C      #1801 #1802 #1803 #1804 #1805      & $ DIVERTOR
C      #1806 #1807      & $ DIVERTOR
C      #1808 #1809      & $ DIVERTOR TO UPPER PART
C      #1853 #1854 #1855      & $ OUTER CELLS
C      #2001 #2002 #2003 #2004 #2005      & $ SOURCE
C      #2006      & $ SOURCE
C      #9001 #9002 #9003 #9004 #9005      & $ DIVERTOR INNER EMPTY
C      #9100      & $ DIVERTOR
C                                                    imp:n=1
C
C      INNER MODULES 1,2,3
C 9997  0      -5 6 -999 683 860 -407
C      ((700 -852): -700)      &
C      #1101 #1102 #1103 #1104 #1105      & $ MODUL I PART1
C      #1106 #1107 #1108 #1109 #1110      & $ MODUL I PART1
C      #1111 #1112 #1113 #1114      & $ MODUL I PART1
C      #1131 #1132 #1133 #1134 #1135      & $ MODUL I PART2a
C      #1136 #1137 #1138 #1139 #1140      & $ MODUL I PART2a
C      #1141 #1142 #1143 #1144      & $ MODUL II PART2a
C      #1201 #1202 #1203 #1204 #1205      & $ MODUL II
C      #1206 #1207 #1208 #1209 #1210      & $ MODUL II
C      #1211 #1212 #1213 #1214      & $ MODUL III
C      #1301 #1302 #1303 #1304 #1305      & $ MODUL III PART 1
C      #1306 #1307 #1308 #1309 #1310      & $ MODUL III PART 1

```



```

C *
C *****
C
C
C      *5  p      -1111.94 -6294 0   719152   $LeftReflectingWall
C      *6  p       1111.94 -6294 0  -719152   $RightReflectingWall
C
C
C      -----
C      BOTTOM
C  20  pz      -410
C
C      -----
C      BLANKET 1a
C
C  101  pz       -0.67
C  102  pz       -0.77
C  103  pz       -5.77
C  104  pz       -5.87
C  105  pz       -6.54
C  106  pz     -260.87
C
C      BLANKET 1b
C
C  131  C/Y     245.961   -260.87   163.861
C  132  C/Y     245.961   -260.87   163.961
C  133  C/Y     245.961   -260.87   164.631
C  134  C/Y     245.961   -260.87   164.931
C  135  C/Y     245.961   -260.87   166.061
C  136  C/Y     245.961   -260.87   178.661
C  137  C/Y     245.961   -260.87   179.461
C  138  C/Y     245.961   -260.87   192.061
C  139  C/Y     245.961   -260.87   192.861
C  140  C/Y     245.961   -260.87   205.461
C  141  C/Y     245.961   -260.87   206.261
C  142  C/Y     245.961   -260.87   218.861
C  143  C/Y     245.961   -260.87   221.861
C  144  C/Y     245.961   -260.87   230.961
C  145  C/Y     245.961   -260.87   245.961
C
C      -----
C      BLANKET 2
C
C  211  pz         0           $LowerWall
C  212  pz       419.6         $UpperWall
C  215  px         0           $OuterSide
C  216  px        15
C  217  px       24.1
C  218  px       27.1
C  219  px       39.7
C  220  px       40.5

```

```

221 px      53.1
222 px      53.9
223 px      66.5
224 px      67.3
225 px      79.9
226 px      81.03
227 px      81.33
228 px      82
229 px      82.1          $FirstWall
C
C
C -----
C      BLANKET 3
C
301 px      376.94                      $ RIGHT
302 p      -13520.3  0  -16283      -8258429.844      $ DOWN
303 p  18.86 -114.26 491.52 18.86 114.26 491.52 49.92 -114.26 559.44 $ LEFT
311 C/Y  326.919      425.367      245.15
312 C/Y  326.919      425.367      245.25
313 C/Y  326.919      425.367      245.92
314 C/Y  326.919      425.367      246.22
315 C/Y  326.919      425.367      247.35
316 C/Y  326.919      425.367      259.95
317 C/Y  326.919      425.367      260.75
318 C/Y  326.919      425.367      273.35
319 C/Y  326.919      425.367      274.15
320 C/Y  326.919      425.367      286.75
321 C/Y  326.919      425.367      287.55
322 C/Y  326.919      425.367      300.15
323 C/Y  326.919      425.367      303.15
324 C/Y  326.919      425.367      312.25
325 C/Y  326.919      425.367      327.25
C 316 p  17485.3  0  -7993.51  -2075560
C
C
C -----
C      BLANKET 4
C
403 p      -11943.5      0      5825.38  -1692633.74      $ TOP 1
405 pz      748.77
406 p      27.86  0  74.92      60367.3
407 px      377.71
C      NEGLECT WARNINGS OF DEGENERATE TORUS (A<C=B) BY MCNP
C      X      Y      Z      A Torus Radius  B      C      TUBE Radii
409 TZ      -598      0      85      665.261      673.47      673.47      $ TORUS
413 TZ      -598      0      85      665.261      673.57      673.57      $ TORUS
414 TZ      -598      0      85      665.261      674.24      674.24      $ TORUS
415 TZ      -598      0      85      665.261      674.54      674.54      $ TORUS
416 TZ      -598      0      85      665.261      675.67      675.67      $ TORUS
417 TZ      -598      0      85      665.261      691.61      691.61      $ TORUS
418 TZ      -598      0      85      665.261      692.41      692.41      $ TORUS

```

```

419 TZ -598 0 85 665.261 708.35 708.35 $ TORUS
420 TZ -598 0 85 665.261 709.15 709.15 $ TORUS
421 TZ -598 0 85 665.261 725.09 725.09 $ TORUS
422 TZ -598 0 85 665.261 725.89 725.89 $ TORUS
423 TZ -598 0 85 665.261 741.83 741.83 $ TORUS
424 TZ -598 0 85 665.261 742.63 742.63 $ TORUS
425 TZ -598 0 85 665.261 758.57 758.57 $ TORUS
426 TZ -598 0 85 665.261 764.57 764.57 $ TORUS
427 TZ -598 0 85 665.261 775.47 775.47 $ TORUS
428 TZ -598 0 85 665.261 790.47 790.47 $ TORUS
C
C -----
C BLANKET 5
C
501 p -2328.05 0 13834.7 2481242.2795 $ oben1
502 p -2328.05 0 13834.7 2401242.2795 $ oben4
503 p -2328.05 0 13834.7 2469742.2795 $ oben2
504 p -2328.05 0 13834.7 2412742.2795 $ oben4
505 pz -87.34 $ unten
506 pz -88.01
C
C -----
C BLANKET 6
C
681 pz -92.18
683 pz -399.33
684 pz -91.51
685 pz -410
C
C -----
C FILLING
C
700 pz 420.27 $ MODULE 1 Thungsten, Eurofer
701 pz 420.37 $ MODULE 1 Thungsten, Eurofer
702 p -13520.3 0 -16283 -8244397.596 $ MODULE 3 Thungsten, Eurofer BOTTOM
703 p -13517.7 0 -16283 -8242129.146 $ MODULE 3 Wolfram OUTER
C
C -----
C DIVERTOR
C
800 pz -639.6 $ PLANE BOTTOM
801 c/y -101.308 -373.192 263.282 $ CYL1 INB
802 c/y -108.809 -375.19 302.542 $ CYL2 INB
803 p 615. 0. 1106. -568285. $ PLANE1 INB
804 p 598. 0. 1081. -512205. $ PLANE2 INB
805 p 481. 0. -253. 272509. $ PLANE3 INB
806 p 588. 0. -286. 340451. $ PLANE4 INB
807 c/y 346.01 -473.102 118.533 $ CYL NOSE
808 p -855. 0. -860.3 107359. $ PLANE1 NOSE
809 p -588. 0. 1054.4 -697997. $ PLANE2 NOSE

```

810	pz	-600.8					\$ PLANE TOP OUTB
811	p	622.	0.	319.912	64260.7		\$ PLANE2 OUT
812	p	523.	0.	278.902	30781.3		\$ PLANE2 OUT
813	c/y	698.133	-502.587	194.77			\$ CYL1 OUTB
814	c/y	701.466	-499.245	164.309			\$ CYL1 OUTB
815	px	564.1					\$ PLANE OUT RIGHT

C

C

C -----
C OUTER SURFACES

C

851	c/y	364.971	417.236	370.889			\$ CYL MODIII IN
852	c/y	364.971	417.236	470.889			\$ CYL MODIII OUT
853	c/y	101.751	104.52	770.02			\$ CYL ModIV-V IN
854	c/y	101.751	104.52	870.02			\$ CYL MODIV-V OUT
855	c/y	-236.502	95.4131	1108.2			\$ CYL MODV-VI IN
856	c/y	-236.502	95.4131	1208.2			\$ CYL MODV-VI OUT
857	c/y	338.853	-402.583	347.502			\$ CYL MODI IN
858	c/y	338.853	-402.583	447.502			\$ CYL MODI OUT
859	px	-5					\$ PLANE MODII In
860	px	-105					\$ PLANE MODII OUT
861	pz	94.08					\$ PLANE MID OUT
862	p	1046.	0.	1180.	-138797.		\$ PLANE MODI-VI

C

C

C -----
C SURFACE SOURCE

C

900	px	296.507					
901	TZ	-598	0	85	856.68	536.12	459.58 \$ TORUS OUTBORD
902	TZ	-598	0	85	914.17	536.49	218. \$ TORUS INBORD
903	px	317.44					
904	TZ	-598	0	85	879.24	447.6	386.03 \$ TORUS OUTBORD
905	TZ	-598	0	85	930.	447.07	181.61 \$ TORUS INBORD
906	px	337.137					
907	TZ	-598	0	85	903.79	358.51	310.38 \$ TORUS OUTBORD
908	TZ	-598	0	85	945.84	357.65	145.24 \$ TORUS INBORD
909	px	356.172					
910	TZ	-598	0	85	929.43	269.11	233.6 \$ TORUS OUTBORD
911	TZ	-598	0	85	961.7	268.24	108.9 \$ TORUS INBORD
912	px	374.812					
913	TZ	-598	0	85	955.71	179.52	156.13 \$ TORUS OUTBORD
914	TZ	-598	0	85	977.58	178.82	72.571 \$ TORUS INBORD
915	px	393.198					
916	TZ	-598	0	85	982.42	89.8	78.215 \$ TORUS OUTBORD
917	TZ	-598	0	85	993.48	89.41	36.272 \$ TORUS INBORD

C

C 900	C/Y	165	70.88	40
C 902	C/Y	165	70.88	100
C 903	C/Y	165	70.88	160
C 904	C/Y	165	70.88	220
C 905	C/Y	165	70.88	280
C 906	C/Y	250	70.88	350

```

C 901  px    250
C
C   BEFORE AT 87.88
C
C   -----
C   UNIVERSE SPHERE
C
C 999  SPH   0 0 0 2000
C

.... [Material Card left out]

C *****
C *                                                    *
C *                               INPUT                  *
C *                                                    *
C *****
C
C
C   -----
C   SOURCE CARD
C
C  SDEF  CEL=D1 POS=384 0 85 AXS=0 -1 0      &
C        EXT=D2 RAD FCEL D3 ERG=D4
C
C SC1 Source Cell
C
C SI1 L  2006      2005      2004      2003      2002      2001
C SP1 D  3.9534e-01 3.1497e-01 1.9184e-01 7.9954e-02 1.7140e-02 7.6012e-04
C SI2 -250 250
C DS3 S  16      15      14      13      12      11
C SI16 200
C SI15 500
C SI14 600
C SI13 800
C SI12 1000
C SI11 1100
C Sp4 -6 -1.285 -1
C
C
C   -----
C   MODE
C
C NPS 1000000
C
C phys:n
C mode n
C

.... [Tallies left out]

```


E. Berechnung der Nuklidzusammensetzungen - Das Notebook MaterialComposition

Das Mathematica Notebook `MaterialComposition` basiert auf den Daten aus [Coursey et al., 2005]. Dem Notebook können einzelne Isotope, Elemente, Materialmischungen, Moleküle und deren prozentualer Volumenanteil in einer gegebenen MCNP Zelle in Gewichts- oder Atomprozent (zusätzlich einer Dichte), aber auch als Atomdichten übergeben werden (auch als Mischung einzelner Angaben). Aus einer eingegebenen Materialzusammensetzung berechnet es anschließend die Massendichte, die Atomdichten bzw. Nuklidzusammensetzungen in Gewichts- oder Atomprozent und gibt diese anschließend im MCNP Format aus bzw. trägt diese automatisch in ein Input-Deck ein. Das Erstellen der Materialien wurde automatisiert, da sich gerade in den Vorstudien zu den im Kap. 5 vorgestellten Fusionsmodell (s. Abschnitt Vorgängermodelle S. 5.2.1) die Berechnung der Materialzusammensetzung - trotz der Trivialität des Problems - als häufige Fehlerquelle herausgestellt hat, wenn die Zusammensetzung der Materialien (ca. 340 Isotope) per Hand berechnet wurden. Die Erstellung verschiedener Input-Decks mit wechselnder Materialzusammensetzung, wie sie vor allem im Kap. 5 durchgeführt wird, wurde damit stark vereinfacht. Das Notebook kontrolliert zusätzlich noch das Vorhandensein einer entsprechenden Wirkungsquerschnittsbibliothek für alle Isotope. Standardmäßig benutzt das Notebook die natürlichen Isotopenhäufigkeiten $at\%_i$. Fehlende Isotope werden berücksichtigt indem die natürliche relative Häufigkeit $at\%_i^{miss}$ der fehlenden Isotope auf die relative Häufigkeit $at\%_i^{rem}$ der anderen Isotope eines Elements umgerechnet wird $at\%_i^{rem} = at\%_i / (1 - \sum_i at\%_i^{miss})$.

Folgende Formalisierung der Grundgleichungen wurde in Mathematica genutzt:

- N_A : Avogadro-Konstante [mol^{-1}]: $N_A = 6.0221367 \cdot 10^{23} mol^{-1}$
- m_N : Masse eines Teilchens [kg]
- m : Gesamtmasse [kg]
- n : Stoffmenge [mol] $n = \frac{N}{N_A}$

- N : Teilchenzahl
 ρ : Dichte $[\frac{kg}{cc}]$ (cc: cubic centimeter)
 n_V : Stoffmenge pro Volumen $[\frac{mol}{cc}]$
 N_V : Teilchenzahl pro Volumen $[\frac{at}{cc}]$ (at: atoms)
 M : Molmasse $[\frac{kg}{mol}]$ $M = \frac{\rho}{n_V} = N_A \cdot \frac{\rho}{N_V}$
Isotope eines Elements:
 i : bezeichnet ein Isotop eines Elements
 V_i : Volumen der einzelnen Isotope
 V_G : Gesamtvolumen des Elements $V_G = \sum V_i$
 $v_{\%i}$: Volumenanteil (= Volume fractions) des Isotops i am Gesamtvolumen V_G [%]
 $V_i = v_{\%i} V_G$
 $at_{\%i}$: Teilchenanteil (= atomic fractions) des Isotops i am Gesamtteilchenanzahl [%]
 $wt_{\%i}$: Gewichtsanteil (= weight fractions) des Isotops i an Gesamtmasse m_G [%]
Umrech. $wt_{\%i} = \frac{at_{\%i} m_{Ni}}{\sum m_{Ni} at_{\%i}}$
 m_G : Gesamtmasse des Elements $[kg]$ $m_G = \sum m_i = \sum \rho_i^* V_i = \sum m_{Ni} N_i$
 m_i : (Gesamt-)Masse eines Isotops $[kg]$ $m_i = wt_{\%i} m_G$
 m_{Ni} : Masse eines Teilchens des Isotops i $[kg]$
 m_{NG} : $\frac{1}{m_{NG}} = \sum \frac{wt_{\%i}}{m_{Ni}}$; $m_{NG} = \sum m_{Ni} at_{\%i}$
 N_G : (Gesamt-)Teilchenzahl des Elements $N_G = \sum N_i$
 N_i : Teilchenzahl des Isotops i . $N_i = at_{\%i} N_G = at_{\%i} N_G = \frac{at_{\%i} \rho_G}{\sum m_{Ni} at_{\%i}}$
 N_i^{cc} : Atomdichte eines Isotops $[\frac{at}{cc}]$ $N_i^{cc} = \frac{\rho_i^*}{m_{Ni}} v_{\%i} = \frac{\rho_G}{m_{Ni}} wt_{\%i} = N_G^{cc} at_{\%i}$
 N_G^{cc} : Gesamtatomdichte $[\frac{at}{cc}]$ $N_G^{cc} = \frac{N_G}{V_G}$
 M_i : Molmasse eines Isotops i $[\frac{kg}{mol}]$
 M_G : Gesamtmolmasse des Elements $[\frac{kg}{mol}]$ $M_G = \sum N_A m_{NG} = \sum m_{Ni} N_A at_{\%i} = \sum M_i at_{\%i}$
 n_i : Stoffmenge des Isotops i $[mol]$
 ρ_i^* : Dichte eines Isotops $[\frac{kg}{cc}]$ $\rho_i^* = \frac{m_i}{V_i}$
 ρ_i : Dichte des Isotops i bezogen auf das Gesamtvolumen V_G $[\frac{kg}{cc}]$ $\rho_i = wt_{\%i} \rho_G$
 ρ_G : Gesamtdichte des Elements $[\frac{kg}{cc}]$ $\rho_G = N_G^{cc} \sum m_{Ni} at_{\%i} = N_G^{cc} m_{NG}$
Elemente in einer Mischung (z.B. Legierung):
 l : bezeichnet ein Element l
 m_l : (Gesamt)masse des Elements l $[kg]$
 m_{il} : Gewicht des Isotops i des Elements l $[kg]$
 m_G : Gesamtmasse der Mischung $[kg]$
 V_l : Volumen des Elements l $[kg]$
 V_G : Gesamtvolumen der Mischung $[kg]$
 $v_{\%l}$: Volumenanteil des Elements l am Gesamtvolumen [%] $v_{\%l} = \frac{V_l}{V_G}$
 $v_{\%il}^*$: Volumenanteil des Isotops i des Elements l am Volumenanteil des Elements l [%] $v_{\%il}^* = \frac{V_{il}}{V_l}$
 V_{il} : Volumen des Isotops i des Elements l $[kg]$
 $v_{\%il}$: Volumenanteil des Isotops i des Elements l am Gesamtvolumen [%]
 $v_{\%il} = \frac{V_{il}}{V_G} = \frac{V_l v_{\%il}^*}{V_G} = v_{\%l} v_{\%il}^*$
 N_l : Teilchenzahl des Elements l
 N_{il} : Teilchenzahl des Isotops i des Elements l

- N_G : Gesamtteilchenzahl
- $at_{\%l}$: Teilchenanteil des Elements l an der Gesamtteilchenanzahl [%] $at_{\%l} = \frac{N_l}{N_G}$
 $at_{\%l} = \frac{N_l}{N_G} = wt_{\%l} \frac{m_{NG}}{m_{Nl}} = \frac{wt_{\%l}}{m_{Nl}} \frac{1}{\sum \frac{wt_{\%l}}{m_{Nl}}}$
- $at_{\%il}^*$: Teilchenanteil des Isotops i des Elements l an der Teilchenanzahl des Elements l
 $at_{\%il}^* = \frac{N_{il}}{N_l} = \frac{wt_{\%il}^*}{m_{Nil}} \frac{1}{\sum_i \frac{wt_{\%il}^*}{m_{Nil}}}$
- $at_{\%il}$: Teilchenanteil des Isotops i des Elements l an der Gesamtteilchenzahl. $at_{\%il} = at_{\%il}^* at_{\%l}$
 $at_{\%il} = \frac{wt_{\%l} wt_{\%il}^*}{m_{Nl} \sum_i \frac{wt_{\%il}^*}{m_{Nil}}}$
- $wt_{\%l}$: Gewichtsanteil des Elements l am Gesamtgewicht [%] $wt_{\%l} = \frac{at_{\%l} m_{Nl}}{\sum m_{Nl} at_{\%l}}$
- $wt_{\%il}^*$: Gewichtsanteil des Isotops i des Elements l am Gewichtsanteil des Elements l [%]
 $wt_{\%il}^* = \frac{at_{\%il} m_{Nl}}{\sum_i m_{Nl} at_{\%il}}$
- $wt_{\%il}$: Gewichtsanteil des Isotops i des Elements l am Gesamtgewicht [%] $wt_{\%il} = wt_{\%il}^* wt_{\%l}$
 $wt_{\%il} = \frac{at_{\%l} at_{\%il}^* m_{Nl}}{\sum_l m_{Nl} at_{\%l}} = \frac{at_{\%l} at_{\%il}^* m_{Nl}}{\sum_l at_{\%l} (\sum_i m_{Nl} at_{\%il}^*)}$
- ρ_l : Dichte des Elements l
- ρ_{il}^* : Dichte des Isotops i des Elements l [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_{il}^* = \frac{m_{Nl} at_{\%il}^* at_{\%l}}{v_{\%il}^* v_{\%l}}$
- ρ_{il} : Dichte des Isotops i des Elements l bezogen auf das Gesamtvolumen V_G [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_{il} = wt_{\%il} \rho_G$
- ρ_G : Gesamtdichte der Mischung [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_G = \frac{at_{\%il}^* at_{\%l} m_{Nl}}{\sum_l at_{\%l} (\sum_i at_{\%il}^* m_{Nl})}$
- Mischung mit verschiedenen Volumenanteilen:**
- h : bezeichnet einen (Volumen)bereich.
 In jedem Bereich können sich unterschiedliche Mischungen befinden.
- $v_{\%h}$: Volumenprozent des Bereichs h [%]
- V_h : Volumen des Bereichs h [cc] $V_G = \sum V_h$
- m_h : Masse des Bereichs h [kg] $m_G = \sum m_h$
- N_h : Teilchenzahl des Bereichs h $N_G = \sum N_h$
- N_{hli}^{cc*} : Teilchenzahl des Isotops i des Elements l im Bereich h pro Bereichsvolumen V_h [$\frac{at}{cc}$]
 $N_{hli}^{cc*} = \frac{wt_{\%hli}^* wt_{\%hl}^* \rho_h^*}{m_{Nhl}} \rho_h$
- N_{hli}^{cc**} : Teilchenzahl des Isotops i des Elements l im Bereich h bezogen auf das Volumen V_{hli} [$\frac{at}{cc}$]
 $N_{hli}^{cc**} = \frac{wt_{\%hli}^* wt_{\%hl}^* wt_{\%h}}{m_{Nhl}} \rho_G$
- $wt_{\%h}$: Gewichtsanteil des Bereichs h [kg] $wt_{\%h} = \frac{m_h}{m_G}$
- $wt_{\%hli}$: Gewichtsanteil des Isotops i des Elements l im Bereich h am Gesamtgewicht
 $wt_{\%hli} = wt_{\%hli}^* wt_{\%hl}^* wt_{\%h}$
- ρ_h^* : Dichte des Bereichs h bezogen auf V_h [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_h^* = \frac{wt_{\%h}}{v_{\%h}} \rho_G$
- ρ_h : Dichte des Bereichs h bezogen auf V_G [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_h = wt_{\%h} \rho_G$
- ρ_{hli} : Dichte des Isotops i des Elements l im Bereich h bezogen auf V_G [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_{hli} = wt_{\%hli}^* wt_{\%hl}^* \rho_h$
- ρ_G : Gesamtdichte des Bereichs [$\frac{kg}{cc}$] $\rho_G = \sum \rho_h^* v_{\%h}$
- N_h^{cc} : Atomdichte des Bereichs h [$\frac{at}{cc}$] $N_h^{cc} = N_h^{cc*} v_{\%h}$
- N_h : Teilchenzahl des Bereichs h
- N_h^{cc*} : Atomdichte des Bereichs h pro Bereichsvolumen [$\frac{at}{cc}$] $N_h^{cc*} = \frac{N_h^{cc}}{v_{\%h}}$
- N_G : Gesamtteilchenzahl pro Gesamtvolumen [$\frac{at}{cc}$] $N_G^{cc} = \sum_{hli} N_{hli}^{cc*} v_{\%h}$
- $at_{\%h}$: Atomprozent des Bereichs h [%] $at_{\%h} = \frac{N_h}{N_G}$
- $at_{\%hli}$: Teilchenanteil des Isotops i des Elements l im Bereich h an der Gesamtteilchenzahl

$$at_{\%hli} = \frac{N_{hli}^{cc*} v_{\%h}}{\sum_{hli} N_{hli}^{cc*} v_{\%h}}$$

Compounds:

σ : $\sigma = \{A, B, C, D, \dots\}$ Platzhalter für ein Element (oder eine Verbindung)

β_σ : $\beta_\sigma = \{a, b, c, d, \dots\}$.

Beispiel: $UO_2 \rightarrow A = U, B = O, \beta_A = a = 1, \beta_B = b = 2$

$m_{\sigma i}$: Masse des Isotops i des Elements σ [kg]

m_σ : Masse des Elements σ [kg] $m_\sigma = \sum_i m_{\sigma i} = wt_{\% \sigma} m_G$

$m_{N\sigma}$: Masse eines Teilchens des Elements σ [kg] $m_{N\sigma} = wt_{\% \sigma} m_{NG}$

$wt_{\% \sigma}$: Gewichtsanteil des Elements σ [%]

$wt_{\% \sigma i}^*$: Gewichtsanteil des Isotops i des Elements σ [%] $wt_{\% \sigma i} = wt_{\% \sigma i}^* \frac{m_{N\sigma}}{m_{NG}}$

$at_{\% \sigma i}^*$: Teilchenanteil des Isotops i des Elements σ [%]

$N_{\sigma i}$: Teilchenzahl des Isotops i des Elements σ [at]

N_σ : Teilchenzahl des Elements σ [at]

$$N_{\sigma i} = at_{\% \sigma i}^* N_\sigma = at_{\% \sigma i}^* N_G \beta_\sigma = at_{\% \sigma i}^* \frac{m_G \beta_\sigma}{\sum_{\sigma i} m_{N\sigma i} at_{\% \sigma i} \beta_\sigma} = wt_{\% \sigma i}^* m_G \beta_\sigma$$

$$m_{N\sigma} = \frac{m_\sigma}{N_\sigma} = \sum_i \frac{m_{\sigma i}}{N_\sigma} = \sum_i \frac{m_{N\sigma i} N_{\sigma i}}{N_\sigma} = \sum_i at_{\% \sigma i}^* m_{N\sigma i} = \frac{1}{\sum_i \frac{wt_{\% \sigma i}^*}{m_{N i}}}$$

N_G^{cc} : Gesamtteilchenzahl pro Gesamtvolumen [$\frac{at}{cc}$] $N_G^{cc} = \frac{\rho_G}{m_{NA}a + m_{NB}b + \dots}$

$$\frac{\rho_\sigma}{m_{N\sigma}} = \frac{\rho_G}{m_{NG}} \beta_\sigma$$

F. Spallationsneutronenquellen

1. Bestehende Spallationsquellen

Land	Beschleunigertyp	Name	Energie [MeV]	Strom [mA]	Leistung [kW]	Status	Start Betrieb
USA		ZING-P	300	0.00033	0.1	shut down	
		ZING-P'	500	0.006	3	shut down	
	Synchrotron	IPNS ANL	450	0.015	7	op.	1980
	Linac	MLNSCR LANL	800	0.135	108	op.	
	Linac	WNR LANL	800	0.005	4	op.	
	Linac	SNS ORNL	1000	1.0	1000	op.	2006
Kanada	Cyclotron	ISAC TRIUMF	500	0.1	50	op.	1974
Schweiz	Cyclotron	SINQ PSI	590	1.8	1062	op.	1996
England	Synchrotron	ISIS RAL	800	0.2	160	op.	1985
Russland	Linac	MMF-INR, RAS	209	0.15	31	partly op	
Japan	Synchrotron	KENS	500	0.01	5	op.	1980
	Synchrotron	JSNS	3000	0.33	1000	op.	2008

Tabelle F.1.: Spallationsanlagen. Daten aus [Richter und Springer, 1998; Gsponer, 1980; Bryant, 1995] und Recherche an den Webseiten der Standorte.

2. Weitere Beschleunigerprojekte

Ausgewählte Liste von neueren und älteren Design Studien, Projekten und in Bau befindlichen Spallationsquellen (SNQ), Beschleuniger und beschleunigergetriebenen Systemen (ADS). Die Liste ist nicht vollständig und es fehlen viele Projekte und neue Planungen für hochintensive Protonenbeschleuniger (Neutrinos, ATW etc.). Die Liste gibt aber eine Bandbreite an Beschleunigerentwicklungen und deren genutzte Parameter vor. Eine weitere sehr umfangreiche Liste wurde von [Lazarev, 2002] veröffentlicht.

Land	Beschleunigertyp	Name	Energie [MeV]	Strom [mA]	Leistung [MW]	Status	Anlagentyp	Ref.
USA	LINAC	APT	1030	100	103	Fortg. Studie	Tritium Pr.	(1)
	LINAC	LPSS	800	1.25	1	Studie	SNQ	(2)
	LINAC	Linac+HFBR	1000	10	10	Studie	ADS	(1)
	LINAC	LANSC-II	790	1.3-6.3	01. Mai	Studie	Beschl	(3)
	Synchrotron	IPNS-Upgrade	2000	0.5	1	Studie	SNQ	(3)
	Synchrotron	PSNS	3600	1.4	5	Studie	SNQ	(3)
	LINAC	LANL/MTS	800	01. Feb	0.8-1.6	Geplant	SNQ	(4)
	LINAC	LLNL	500	250	125	Studie	SNQ	(5)
	LINAC	LANSC-E	800	1	8	In Betrieb	Beschl	
	Synchrotron	IPNS ANL	500	0.016	8	In Betrieb	Beschl	
	RFQ	LEDA	7	100	7	In Betrieb	Beschl	
	Synchrotron	PSNS BNL	3600		5	Studie	SNQ	(3)
	Synchrotron	BNL Ph I	24000		1	Studie	Beschl	(6)
	Synchrotron	BNL Ph II	24000		4	Studie	Beschl	(6)
Kanada	Synchrotron	AGS	24000	0.005	0.12	Studie	Beschl	(7)
		MTA-Mark1	12	50	0.6	demonstriert	Beschl	(8)
		MTA-A-54	0.5	220	0.11	demonstriert	Beschl	(8)
		MTA-A-48	3	100	0.3	demonstriert	Beschl	(8)
	Synchrotron	Fermilab	16000		4	Studie		(6)
	Synchrotron	Fermilab	8000		0.5	Studie		(6)
	LINAC	ING	1000	65	65	Studie	SNQ	(9)
	Cyclotron	PSI Upgrade	590	2	1.18	Studie	SNQ	(10)
	LINAC	ESS	1.334	3.75	5	Fortg. Studie	SNQ	(11)
	Synchrotron	RAL	15000	0.27	4	Studie	Beschl	(6)
	Synchrotron	RAL	5000	0.8	4	Studie	Beschl	(6)
	RFQ	TRASCO	100	30	3	In Bau + gepl.	Beschl	(12)
	RFQ+LINAC	TRASCO	1000	10-100	3.5	Studie	Beschl	(1)
	LINAC	TRISPAL	600	40	24	Studie	Beschl	
Frankreich	RFQ	IPHI	10	100	1	geplant	Beschl	(12)
	RFQ	SILHI	0.95	100	95	In Betrieb	Beschl	(12)
		MRTI	1000	3.30, 100-300	3.30, 100-300	Studie	Beschl	(1)
		ANS	10000	0.5	5	Studie	SNQ	(3)
Russland	Synchrotron	MMF INR, RAS	600	0.5	0.3	Geplant	Beschl	(13)
	LINAC	KENS-II KEK	1000	5	5	Studie	SNQ	(3)
Japan	Synchrotron							

Land	Beschleunigertyp	Name	Energie [MeV]	Strom [mA]	Leistung [MW]	Status	Anlagentyp	Ref.
	LINAC	NSP	1500	1-3.2	1.5-5	Studie	SNQ	(14)
		TEF-T J-Parc	600	0.33	0.2	In Bau	SNQ+ADS	(15)
		Jaeri J-Parc-50	50000	0.001	0.05	In Bau	Beschl	(15)
Korea	RFQ	KOMAC	3	20	0.06	geplant	Beschl	
	RFQ	KOMAC	1000	20	20	Studie	Beschl	
China	Synchrotron	CSNS	1600	0.062	0.1	Studie	SNQ	(6)
Österreich	Synchrotron	AUSTRON	1600	0.3125	0.5	Studie	SNQ	(2)
	Synchrotron	AUSTRON II	1600	0.13	0.208	Studie	SNQ	(1)
International		IFMIF	40	125x2	10	Studie	Mat. Test	(1)
		Energy Amplifier	1000	25-30	25-30	Studie	ADS	(1)
		CNGS - Cern	2200	2	4.4	In Betrieb	Neutrino	(1)
		Cern SPL	2200	1.8	4	Studie	Beschl	(6)
		ADONIS	150	2	0.3	Studie	ADS	(15)
		MYRRHA IBA	340	2	0.68	Studie	ADS	(15)
Firmen	Cyclotron	Cyclotron 30 IBA	30	1.5	0.045	kommerziell	Beschl.	
	Cyclotron	IBA	150	1.5	0.225	Studie	Beschl	
	Cyclotron	LANSAR PL-11	11	1	0.011	kommerziell	Beschl	
	LINAC							
AccSys (Comp.)								

Tabelle F.2.: (1)=[Lazarev und Kozodaev, 2000],(2)=[OECD, 2000a], (3)=[Bryant, 1995], (4)=[Capiello und Christensen, 2006], (5)=[Atta, 1977], (6)=[Chou, 2003], (7)=[Cho, 2000], (8)=[Chidley, 1986], (9)=[Bartholomew und Tunnicliffe, 1966], (10)=[Bopp et al., 2001], (11)=[ESS-III, 1996], (12)=[OECD, 2000a], (13)=[Koptelov et al., 2005], (14)=[Gardner, 1998], (15)=[OECD, 2000b].

G. Verwendete Optionen der Spallationssimulation in MCNPX

Folgende Optionen wurden in MCNPX zur Simulation der Spallationsreaktion gewählt.

- Für die INC-Phase wurde das Bertini-Modell verwendet (IELAS=2).
- Für die Pre-Equilibriumsphase wurde das MPM Modell verwendet (IPREQ=1).
- Es wurde das Dresner Evaporation Modell verwendet (IEXISA=0).
- Protonen und Neutronen werden elastisch gestreut (IPREQ=1).
- Die Coulombbarriere wurde für die Interaktion einfallender geladener Partikel mit dem Nukleus berücksichtigt (JCOUL=1).
- Der Rückstoß des Nukleus wird zur Berechnung der Anregungsenergie berücksichtigt (NEXITE=1).
- Die Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk Niveaudichteparametrisierung wird verwendet (ILVDEN=0).
- Für die Simulation der Spaltung in der Evaporationsphase wird das RAL Modell eingesetzt (IEVAP=0, NOFIS=1).
- Pionen werden bei Erreichen einer Grenzenergie von $E = 0.14875$ MeV durch einen Nukleus eingefangen (NPIDK=0).
- Für die internukleare Kaskade, sowie für den Neutronentransport, wurden die Wirkungsquerschnitte entsprechend der Tabelle G.1 eingesetzt (CUT_n=20, CUT_h=0).
- In der internuklearen Kaskade wurden nur Nukleonen und Pionen transportiert (MODE n,h,/).¹⁹⁵

¹⁹⁵In MCNPX steht das Zeichen „/“ für Pionen.

E_{proton} [MeV]	0-50	50-150	150-400	400-1000
σ_{el}	-	Tabellen LA150 Lahet 2.8	Lahet 2.8	Hermes
σ_r	Tabellen LA150		Optisches Potential	
	Optisches Potential			
$E_{neutron}$ [MeV]	0-20	20-150	150-400	400-1000
σ_{el}	Tabellen	Tabellen LA150 Interpolation LA150	Lahet 2.8	Hermes
σ_r	Tabellen	Tabellen LA150 Interpolation LA150	Optisches Potential	

Tabelle G.1.: Die Behandlung der Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung und Reaktion/Absorption in MCNPX für verschiedene Energiebereiche.

Tabelle G.1 gibt die benutzten Methoden in MCNPX wieder, die sich je nach Energiebereich, Wirkungsquerschnitt (elastisch und Reaktion) und Teilchensorte (Neutron, Proton) unterscheiden.¹⁹⁶

Für viele Nuklide liegen bis 20 MeV Wirkungsquerschnittstabellen (*Tabellen*) für Neutronen vor. Durch das Accelerator Production of Tritium (APT) Programm wurden die Wirkungsquerschnitte erfolgversprechender Targetmaterialien vermessen (z.B. Al, Cu, Bi, W, Pb, Hg). Es liegen für den Gebrauch von MCNPX die Wirkungsquerschnitte von Neutronen für 43 verschiedene Nuklide und die Wirkungsquerschnitte von Protonen für 41 Nuklide bis 150 MeV (*Tabellen LA150*) vor [Chadwick et al., 1998]. Für die Nuklide, für die keine Wirkungsquerschnitte vorliegen wird aus den bekannten Querschnitten interpoliert. Für Aktinide wurden bisher keine MCNP-Wirkungsquerschnittstabellen veröffentlicht. Ab Energien von 150 MeV bis 400 MeV wird zur Berechnung der elastischen Wirkungsquerschnitte ein optisches Potential verwendet (LAHET 2.8).¹⁹⁷ und ab 400 MeV wird aus den tabellierten Werten von zehn durch die NASA vermessenen Nukliden [Wilson und Costner, 1975] entsprechend der im HERMES Code [Cloth et al., 1988] genutzten Weise interpoliert. Die Absorptionsquerschnitte ab 150 MeV sind mittels optischer Potentiale durch das Programm CROSEC [Barashenkov und Polanski, 1994] berechnet, für bestimmte Nuklide werden empirisch parametrisierte Absorptionsquerschnitte nach [Tripathi, 1997a] und von Neutronen nach Tripathi et al. [1997b] insbesondere für U-238 verwendet.

¹⁹⁶Eine genaue Beschreibung der verwendeten Modelle ist in den MCNPX Handbüchern nicht enthalten und wurde aus verschiedene Hinweisen und der Sekundärliteratur zusammengetragen.

¹⁹⁷Details zum verwendeten optischen Potential in [Prael, 2000] mit Parametrisierungen nach [Maddland, 1988].

H. Safeguards in Spallationsneutronenquellen

Zunächst hat jeder Mitgliedsstaat des Nichtverbreitungsvertrags (NVV) ein Abkommen zu „Comprehensive Safeguards“ nach [IAEO-INFCIRC, 153] mit der IAEO abzuschließen. Safeguards auf alle Materialien, die Uran oder Thorium enthalten, beginnen, wenn diese exportiert oder importiert werden, es sei denn es wurde für nicht-nukleare Zwecke („non-nuclear purposes“) im- oder exportiert. Safeguards werden ohne Ausnahme auf alle Materialien, die Uran oder Thorium enthalten, auch innerhalb eines Landes erhoben, wenn das Material eine Zusammensetzung oder einen Reinheitsgrad besitzt, um es zu Brennstoff zu verarbeiten oder anzureichern und wenn es die Anlage verlässt, in der es produziert wurde bzw. wenn solches Material importiert wurde. Desweiteren kann Material, das Uran und Thorium enthält, von der IAEO auf Nachfrage des betreffenden Staates von Safeguards freigestellt werden. Darunter fällt eine Menge von 10t Natururan (<1% Anreicherung) oder 20t abgereichertes Uran (<0.5% Anreicherung) bzw. 20t Thorium. Derzeitig fallen daher Spallationsneutronenquellen nicht notwendig unter Safeguardsmaßnahmen, solange nicht mehr als 10t Natururan oder 20t abgereichertes Uran eingesetzt werden, die jedoch für eine signifikante Produktion genügen. Desweiteren soll die IAEO von Staaten über ihre „Anlagen“ („facilities“) unterrichtet werden. Der Begriff „facilities“ ist wohldefiniert¹⁹⁸ und umfasst Reaktoren, kritische Anlagen, Konversionsanlagen, Brennstoffherstellungsanlagen, Wiederaufarbeitungsanlagen, Anlagen zur Isotopentrennung und Anlagen zur Aufbewahrung oder Anlagen an denen mehr als 1 effektives Kilogramm¹⁹⁹ „regelmäßig genutzt“ wird („is customarily used“) [IAEO-INFCIRC, 153].

Spallationsanlagen kommen hier allerdings nicht explizit vor. Zwar könnten Spallationsanlagen in denen mehr als 1 kg Plutonium erbrütet und dann damit hantiert wird wiederum unter den Begriff „facility“ fallen. Dennoch müsste das Augenmerk der

¹⁹⁸ "Facility" means: a) A reactor, a critical facility, a conversion plant, a fabrication plant, a reprocessing plant, an isotope separation plant or a separate storage installation; or b) Any location where nuclear material in amounts greater than one effective kilogram is customarily used." [IAEO-INFCIRC, 153]

¹⁹⁹ Effektives Kilogramm: Für Plutonium 1 kg. Für Uran mit einer Anreicherung >1% wird das Gewicht des Materials mit dem Quadrat seines Anreicherungsgrades multipliziert (z.B. 25 kg 20% LEU sind 1 effektive Kilogramm). Für Uran mit einer Anreicherung zwischen 0.5 und 1% sind es 10 t, für abgereichertes Uran (<0.5%) und Thorium sind es 20 t.

IAEO auch auf Spallationsanlagen liegen, um eine fehlende Deklaration des Einsatzes von Uran für eine Spallationsanlage zu entdecken. Derzeit ist dies jedoch kaum der Fall. Ein Lösungsvorschlag wäre es, hier die Definition von „facility“ der IAEO (z.B. den Begriff Reaktor) auf alle neutronenproduzierenden Prozesse auszuweiten, die ausreichend Neutronenflüsse bereitstellen, eine signifikante Menge an Plutonium oder anderen kernwaffenrelevanten Stoffen (wie Uran-233 oder Tritium) zu erbrüten. Hierunter würden dann auch Fusionsreaktoren fallen. In den alten anlagenspezifischen Safeguards nach [IAEO-INFCIRC, 66]²⁰⁰ wurde als Reaktor ein Gerät definiert²⁰¹, in dem eine kontrollierte selbstablaufende Kettenreaktion aufrecht erhalten werden kann. Diese ursprüngliche Definition fand dann Eingang in das IAEO Safeguards Glossary [IAEA, 2001], in dem ein Reaktor als Apparat definiert ist, der keine Atomwaffe ist und so gestaltet ist, dass er eine Kernspaltung in einer selbsterhaltenden Kettenreaktion aufrecht erhält. In INFCIRC/66 wurden auch Anlagen von Safeguards ausgenommen in denen weniger als 100 g Pu pro Jahr produziert wurde oder die eine Leistung kleiner als 3 MWth aufweisen. Diese alten Definitionen für anlagenspezifische Safeguards könnten dazu genutzt werden, um letztlich den Begriff Reaktor umzudefinieren. Die etwas neuere Definition des Begriffs Reaktor im Additional Protocol (INFCIRC/540), das nicht von allen Mitgliedern des NVV ratifiziert wurde und ratifiziert werden muss²⁰² und der zugehörigen Explanatory Note²⁰³ könnte als Ausgangspunkt für eine solche Definition dienen.

Ein Vorschlag könnte so lauten²⁰⁴: Reaktor heißt jedes Gerät, in dem eine kontrollierte selbsterhaltende Spalt-Kettenreaktion aufrecht erhalten werden kann, oder alle subkritischen Anlagen in denen eine kontrollierte Spalt-Kettenreaktion mit Hilfe einer äußerlichen Neutronenquelle aufrechterhalten wird, oder Anlagen in denen mit sonstigen physikalischen Prozessen (z.B. Fusion, Spallation) Neutronenflüsse erzeugt werden, so dass eine solche Anlage

²⁰⁰ Anlagenspezifische Safeguards nach INFCIRC/66 wurden von den Comprehensive Safeguards nach INFCIRC/153 abgelöst und existieren nur noch bei wenigen Anlagen in Israel, Pakistan und Indien.

²⁰¹ „Reactor“ means any device in which a controlled, self-sustaining fission chain-reaction can be maintained. Nuclear reactor means an apparatus, other than an atomic weapon, designed or used to sustain nuclear fission in a self-supporting chain reaction [IAEA, 2001].

²⁰² „Nuclear reactors capable of operation so as to maintain a controlled self-sustaining fission chain reaction, excluding zero energy reactors, the latter being defined as reactors with a designed maximum rate of production of plutonium not exceeding 100 grams per year.“

²⁰³ „A ‘nuclear reactor’ basically includes the items within or attached directly to the reactor vessel, the equipment which controls the level of power in the core, and the components which normally contain or come in direct contact with or control the primary coolant of the reactor core. It is not intended to exclude reactors which could reasonably be capable of modification to produce significantly more than 100 grams of plutonium per year. Reactors designed for sustained operation at significant power levels, regardless of their capacity for plutonium production, are not considered as ‘zero energy reactors.’“

²⁰⁴ Dank an David Moses, Oak Ridge National Laboratory, für die Diskussion und die Vorschläge zur vorliegenden Definition.

- a) Plutonium in einem geeigneten Bruttarzet erbrüten kann und die Produktionsrate mehr als 100 g Plutonium pro Jahr beträgt²⁰⁵ oder
- b) von der Organisation IAEO als solche Anlage bestimmt wurde, die bei kontinuierlichem Betrieb eine maximalen errechneten Leistung von mehr als 3 MWth besitzt.

²⁰⁵Damit wäre auch die Produktion anderer oben genannter kernwaffenrelevanter Materialien (wie Uran-233 und Tritium) mit abgedeckt.

I. Vergleich des Plutoniumproduktionspotential in Spaltreaktoren, Fusionsreaktoren und Spallationsneutronenquellen

Der Hauptvorteil einer Spallationsanlage und eines Fusionsreaktors gegenüber der Produktion von Plutonium im Reaktor ist die geringe anfängliche Masse an Natururan, die benötigt wird. Eine mittelgroße Anlage mit einem Hochstrombeschleuniger, die speziell zur Produktion ausgelegt wurde (500 MeV, 10 mA, 80% Verfügbarkeit) produziert etwa 5.2 kg Pu pro Jahr mit einer Ausgangsmasse von 2.2 t Uran. Mit geeigneten Maßnahmen (Reflektor, Geometrie) kann die Produktion nochmals um einen Faktor 2 gegenüber einem einfachen Zylinder gesteigert werden. Ebenso ist allein in einem Blanket eines Fusionsreaktors bei Beimischung von 1 vol% in ein plasmanahes Blanket eine Produktionsrate von 4.05 kg pro Jahr verfügbare Bestrahlungszeit zu erbrüten. Damit wird etwa halb soviel Plutonium produziert, wie in den kleinen 40 MW Plutoniumproduktionsreaktoren des französischen Waffenprogramms (G1, vgl. Tabelle 8) mit erheblich geringerem Materialbedarf an Natururan als Ausgangsmaterial.

Um vergleichbare Produktionsraten wie in einem größeren Reaktor eines historischen Waffenprogramms zu erzeugen (Calder Hall, Großbritannien; Hanford USA) sind große Beschleuniger mit großen Targets mit Leistungen zwischen 5-10 MW nötig (progressive Annahme für den Beschleunigerstrom). Spallationsanlagen, insbesondere große Megawattanlagen, sind jedoch im Vergleich zum Reaktor teurer. Ökonomischer lässt sich daher Plutonium nach wie vor in einem Reaktor erzeugen. Die Produktionsrate die durch die Nutzung eines kleinen Forschungsreaktors wie der nordkoreanische Reaktor in Yong-byon (Tabelle 8) erzielbar ist, ist allerdings schon vergleichbar zu erzielbaren Produktionsraten einer mittelgroßen SNQ mit relativ moderaten Strömen. In Fusionsreaktoren ist durch die Möglichkeit der Nutzung von vielen Modulen und Blankets gleichzeitig eine noch wesentlich höhere Produktion möglich. Allerdings ist ein Fusionsreaktor eher mit einem Leistungsreaktor zu vergleichen, was die Investitionskosten und den Betrieb betrifft. Trotzdem gilt auch hier, dass sehr isotonenreines waffen-

taugliches Material mit einer geringen Menge an Ausgangsmaterial produziert werden kann.

Zur Gewinnung des reinen Plutoniums muss dieses aus dem bestrahlten Spallationstarget bzw. aus dem bestrahlten Brennstab abgetrennt werden. Dies erfolgt für Reaktorbrennstoff in Wiederaufarbeitungsanlagen unter Verwendung des PUREX-Prozesses. Die geringere Targetmasse aus einer SNQ oder eines Fusionsreaktors ist hier von nicht unerheblichem Vorteil. Zur Gewinnung von Waffenplutonium in einem Produktionsreaktor müssen in den Beispielen der Tabelle I je nach Verweildauer im Reaktor (Abbrand) etwa 6-25 Tonnen Uran umgesetzt werden um 4-5 kg Plutonium abzutrennen. Bei Spallationstargets liegen vergleichbare Konzentrationen für die einfachen Zylindergeometrien zwar erst für Anlagen ab ca. 1 MW vor. Für eine mittelgroße Hochstromanlage würde für die Produktion von 5 kg Plutonium jedoch auch schon 2t Natururan, das ein Jahr lang bestrahlt wurde, genügen. Bei Fusionsreaktoren ist durch die sehr hohen Konzentrationen im abgebrannten Material sogar eine Masse von nur 220 kg Natururan ausreichend. In einem Reaktor ist darüberhinaus das Be- und Entladeschema von Bedeutung, da der Reaktor immer in der Nähe der Kritikalität gehalten werden muss. Die Verweildauer eines Brennelements ist dadurch typischerweise begrenzt. Ein Spallationstarget/blanket kann im Prinzip unbegrenzt bestrahlt werden. Längere Bestrahlungszeiten und damit die maximal erzielbaren Konzentrationen sind im wesentlichen nur durch die Materialbeanspruchung des Targets begrenzt. In einem Fusionsreaktor setzt ebenfalls die Materialbeanspruchung der tatsächlich verwirklichtbaren Bestrahlungszeit Grenzen.

Erläuterungen zur Tabelle I:

P: Leistung der Anlage; Anr: Anreicherungsgrad des eingesetzten Urans; B: Burnup/Abbrand im Reaktor; init. U: Anfangsbeladung des Reaktors; Mass: Masse im Blanket; Jahre im Reakt/in SNQ: Verweilzeit eines Brennelements im Reaktor/eines Spallationstargets in einer Spallationsquelle; Konz. Br.: Pu-Konzentration im abgebrannten Brennelement; Pu fis: Anteil an therm. spaltb. Pu-239 und Pu-241; Konv: Konversionsfaktor nach [Albright et al., 1997] bezieht die Produktionsrate auf die therm. Leistung bei Reaktoren und Strahlleistung bei SNQ (unter der Einbeziehung des realen Abbrandes bei Reaktoren) und gesamte Leistung im Blanket für Fusion; Verf: Verfügbarkeit der Anlage pro Jahr; Pu Rate: Produktionsrate für Plutonium; Str: Beschleunigerstrom; Target: Uranmenge im Spallationstarget; Konz. T.: Pu-Konzentration im bestrahlten Target; Konz. vol% Volumenanteil Natururan in der Pb-17LI Legierung; E: Protonenenergie. Angaben und Berechnungen der Produktionsraten nach [Albright et al., 1997], Angaben zum nordkoreanischen Reaktor in Yongbyon nach [Albright, 1994]. Ansonsten: eigene Berechnungen.

Reaktor	P [MWth]	Anr [%]	B [GWd/t]	init. U [t]	Jahre im Reakt	Konz. Br. [kg/tHM]	Pu fis [%]	Konv [g/MWd]	Verf [%]	Pu Rate [kg/y]
PWR komm.	3000	3.5	30	100	3.4	8.5	<80%	0.285	80	250
PWR Waffen	3000	3.5	1	100	0.15	Ca. 0.5	98	0.5	60	329
Frankreich G1	40	0.7	0.2	100	1.7	0.19	98.6	0.95	80	11.1
Calder Hall	180	0.7	0.4	112	0.83	0.36	96.9	0.925	82	50
Hanford-N	4000	>0.7	1.21	379	0.39	0.85	93	0.5	80	584
Yong-byon	Ca. 25	0.7	0.3	48	1.97	0.28	97.5	Ca.0.9	80	6.6
Spallationsanl.	Str	P	Target	Jahre in SNQ	Konz. T. [kg/tHM]	E [GeV]	Pu fis [%]	Konv [g/MWd]	Verf [%]	Pu Rate [kg/y]
Konservativ	0.1	0.1	19	1	0.015	1	99	9.9	80	0.288
Moderat	1	1	19	1	0.15	1	99	9.9	80	2.88
Progressiv	10	10	19	1	1.5	1	99	9.9	80	28.8
Konservativ	0.1	0.05	19	1	0.0042	0.5	99	5.5	80	0.08
Moderat	1	0.5	19	1	0.042	0.5	99	5.5	80	0.8
Progressiv	10	5	19	1	0.42	0.5	99	5.5	80	8
Konservativ	0.1	0.015	19	1	0.00021	0.15	99	0.91	80	0.004
Moderat	1	0.15	19	1	0.0021	0.15	99	0.91	80	0.04
Progressiv	10	1.5	19	1	0.021	0.15	99	0.91	80	0.4
Konservativ	0.1	0.05	2.2	1	0.024	0.5	99	11.9	80	0.052
Moderat	1	0.5	2.2	1	0.24	0.5	99	11.9	80	0.52
Progressiv	10	5	2.2	1	2.4	0.5	99	11.9	80	5.2
Fusionsreaktor	P	Konz. [vol%]	Mass [t]	Jahre in Blanket	Konz. [kg/tHM]		Pu fis [%]	Konv [g/MWd]	Verf [%]	Pu Rate [kg/y]
Modul II Blanket 1	15.8	0.1	0.022	1	39.1		98	0.14	80	0.68
Modul II Blanket 2	5.4	0.1	0.022	1	15.5		99	0.17	80	0.28
Modul II Blanket 3	2.0	0.1	0.023	1	5.9		99	0.19	80	0.11
Modul II Blanket 4	0.9	0.1	0.023	1	2.8		99	0.19	80	0.05
Modul II Blanket 1	18.2	1	0.22	1	21.2		98	0.7	80	4.05
Modul II Blanket 2	6.13	1	0.22	1	9.4		99	0.94	80	1.72
Modul II Blanket 3	2.23	1	0.23	1	3.7		99	1.04	80	0.68
Modul II Blanket 4	0.97	1	0.23	1	1.8		99	1.10	80	0.32

Tabelle I.1.: Vergleich verschiedener Eigenschaften zur Produktion von Plutonium mittels Reaktoren, Spallationsneutronenquellen und Fusionsreaktoren.

Literaturverzeichnis

- [Ackermann et al., 1999] H. Ackermann, W. Buckel, F. Fujara, W. Liebert. Zur Nutzung von hochangereichertem Uran im Forschungsreaktor FRM-II. *Physikalische Blätter*, 55 (1999), Nr. 2, S. 16–20.
- [Albright, 1994] D. Albright. North Korean Plutonium Production, *Science & Global Security*, 1994, Volume 5, S. 63–87.
- [Albright et al., 1997] D. Albright, F. Berkhout, W. Walker. Plutonium and Highly Enriched Uranium 1996, World Inventories, Capabilities and Policies, Sipri, Oxford University Press, 1997.
- [Anderson et al., 1999] J.L. Anderson, P.W. Lisowski, W.P. Bishop, J.T. McCormack, J.G. Angelos. Status of the Accelerator Production of Tritium (APT) Project. Proceedings of the 3rd International Conference on accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications (ADTTA), Prag, 1999.
- [APS, 2005] Nuclear Power And Proliferation Resistance: Securing Benefits, Limiting Risk. A report by the Nuclear Energy Study Group of the American Physical Society Panel on Public Affairs, Mai 2005.
- [Arthur et al., 1994] E.D. Arthur (Hrsg.), A. Rodriguez und S. O. Schriber. International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. Los Alamos National Laboratory, (AIP Conference Proceedings 346), LA-UR-95-1792, 1994.
- [Aschauer et al. 2000] H. Aschauer, A. Fleischmann, C. Schanzer, E. Steichele. Neutron guides at the FRM-II. *Physica B* 283, 2000, S. 323–329.
- [Atchison, 1980] F. Atchison. Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardment. Targets for Neutron Beam Spallation Sources. Kernforschungsanlage Jülich GmbH, (Jul-Conf-34), 1980.
- [Atta, 1977] C.M. van Atta. A Brief History of the MTA Project. UCRL-79151, 1977.
- [Avilov, 2002] M. Avilov, K. Gubin, P. Logatchev, P. Martyshkin, S. Morozov, S. Shiyanov. High-Power Proton Irradiated Solid State Rotating Neutron Target: Conceptual Design and Estimations of the Operation Conditions. Proceedings of EPAC 2002, Paris, Frankreich, 2002.

- [Axmann et al., 1999a] A. Axmann, K. Böning, W. Petry. FRM-II: Konsequenzen einer Änderung nach dem Argonne Konzept (32 MW LEU-Kern). Technische Universität München, OPA 00230, April 1999.
- [Axmann et al., 1999b] A. Axmann, K. Böning, W. Petry. FRM-II: Konsequenzen einer Änderung nach dem Argonne Konzept (20 MW LEU-Kern). Technische Universität München, OPA 00231, April 1999.
- [Balloni, 2008] F. Balloni. Neutronenphysikalische Simulationsrechnungen zur Analyse der Proliferationsrisiken bei Fusionsreaktoren. Diplomarbeit, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2008.
- [Baradei El, 2005] U.N.'s ElBaradei warns of nuclear apocalypse, Reuters, 06 May 2005.
- [Barnard, 1946] C. I. Barnard, J. R. Oppenheimer, C. A. Thomas, H. A. Winne, and D. E. Lilienthal (Chairman of the Board of Consultants). A Report on the International Control of Atomic Energy; Prepared for the Secretary of State's Committee on Atomic Energy (known as: The Acheson-Lilienthal Report), Washington, D. C. March 16, 1946.
- [Bauer et al., 1981] G. S. Bauer, H. Sebening, J.-E. Vetter, H. Willax. Realisierungsstudie zur Spallationsneutronenquelle, Jül-Spez-113, KfK 3175, 1981.
- [Bauer, 2001] G.S. Bauer. Physics and Technology of Spallation Neutron Sources. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 463, 2001, S. 505–543.
- [Bauer, 2004] G.S. Bauer. Development of High Power Targets, Proceedings of EPAC 2004, S. 276–280.
- [Barashenkov und Polanski, 1994] V.S. Barashenkov und A. Polanski. Electronic Guide For Nuclear Cross Sections. Joint Institute for Nuclear research Dubna, E2-94-417, 1994.
- [Bartholomew und Tunnicliffe, 1966] G.A. Bartholomew und P.R. Tunnicliffe. The AECL Study for an Intense Neutron-Generator (Technical Details). Atomic Energy of Canada Limited, AECL-2600 Chalk River, Ontario, 1966.
- [Bartholomew et al., 1978] G.A. Bartholomew, J.S. Fraser, P.M. Garvey. Accelerator Breeder Concept. Chalk River Nuclear Laboratories, Atomic Energy of Canada Limited, AECL-6363, 1978.
- [Bernas et al., 2003] M. Bernas, P. Armbruster, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, Czajkowski. Fission-Residues Produced in the Spallation Reaction $^{238}\text{U} + \text{p}$ at 1 A GeV. Nuclear Physics A 213-253, 2003, S. 725.
- [Bertini, 1963] H.W. Bertini. Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation. Physical Review 131, Nr. 4, 1963, S. 1801–1821.
- [Bethe, 1979] H.A. Bethe. The Fusion Hybrid. Physics Today, Mai, 1979.

- [Bieniawski, 2009] A. Bieniawski. An Overview of the Global Threat Reduction Initiative Accelerating Threat Reduction. Transactions of the 13th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Wien, 22.-25. März 2009.
- [Bleuel, 2003] M. Bleuel. Aufbau des Neutronen-Resonanz-Spino-Spektrometers RE-SEDA am FRM-II, Dissertation, TU-München, 2003.
- [Bloom, 1985] J.L. Bloom. Plutonium Grade and the Risk of Nuclear Weapons Proliferation: A Review of thinking on a Troublesome Subject. Congressional Research Service, QC 170 GEN, 1985.
- [BMBF, 1999] Bericht der von der Bundesregierung eingesetzten Expertenkommission zur Prüfung der Umrüstbarkeit des Forschungsreaktors München II von HEU auf LEU. Bundesministerium für Bildung und Forschung, Bonn, Juni 1999.
- [BMBF, 2001] Vereinbarung über FRM II vorgestellt. Bundesministerium für Bildung und Forschung, Pressemitteilung Nr. 169/2001, 25. Oktober 2001.
- [Boening et al., 1983] K. Böning, W. Gläser, J. Meier, G. Rau, A. Röhrmoser, L. Zhang. Design of a Novel Compact Core with Reduced Enrichment for Upgrading the Research Reactor Munich FRM. Proceedings of the 6th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Tokai, Japan, 24.–27. Oktober 1983, S. 321–330.
- [Boening et al., 1985] K. Böning, W. Gläser, J. Meier, G. Rau, A. Röhrmoser, L. Zhang. Progress Report on the Design of the Compact Core for Upgrading the Munich Research Reactor. Proceedings of the 8th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Petten, Niederlande, 14.–16. Oktober 1985, S. 103–111.
- [Boening und Hardt, 1987] K. Böning und P. Von Der Hardt. Physics and safety of advanced research reactors. Nucl. Instruments and Methods A, Volume 260, Issue 1, 01. Oktober 1987, S. 239–246,
- [Böning et al., 1999] K. Böning, A. Axmann, W. Petry. Der FRM-II: Eine umfassend optimierte Neutronenquelle für die Forschung. Technische Universität München, OPA 00229, April 1999.
- [Bopp et al., 2001] M. Bopp, H. Fitze, P. Sigg, L. Stingelin. Upgrade Concepts of the PSI Accelerator RF Systems for a Projected 3mA Operation, Cyclotrons and their Applications 2001: Sixteenth International Conference. AIP Conference Proceedings, Volume 600, 2001, S. 300-302.
- [Born, 2007] J. Born. Proliferationspotential von Gasultrazentrifugen. Bachelorarbeit, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2007.

- [Boudard et al., 2002] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data. *Physical Review C* 66, 044615, 2002.
- [Briesmeister, 1997] J. F. Briesmeister (Hrsg.). MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B. LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, März 1997.
- [Briesmeister, 2000] J. F. Briesmeister (Hrsg.). MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory, Dezember 2000.
- [Blokhin et al., 1994] A.I. Blokhin, et al. Current Status of Russian Nuclear Data Libraries. In: Dickens, J.K. (Hrsg.): *Nuclear Data For Science and Technology Bd. 2*. La Grange Park, IL: American Nuclear Society, 1994, S. 695.
- [Broome, 1996] T. Broome. High Power Targets for Spallation Sources. In: S. Myers (Hrsg.), A. Pacheco, R. Pascual, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole. *EPAC 96: Fifth European Particle Accelerator Conference*. Sitges, Barcelona, 10.–14 Juni 1996, S. 267.
- [Bryant, 1995] P.J. Bryant. Synchrotron-Driven Spallation Sources. *Proceedings of the 1995 IEEE Particle Accelerator Conference (IUPAP)*. 1-5 May 1995, Dallas, Texas.
- [Bunn und Wier, 2006] M. Bunn und A. Wier. *Securing the Bomb 2006*. Project Managing the Atom, Belfer Center for Science and International Affairs, Harvard University, Juli 2006.
- [Capiello und Christensen, 2006] M.W. Capiello, D.C. Christensen. The Role of LAN-SCE in the Nuclear Energy Future, *Los Alamos Science*, Nr. 30, 2006.
- [Carpenter, 1977] J.M. Carpenter. Pulsed Spallation Neutron Sources for Slow Neutron Scattering. *Nuclear Instruments and Methods* 145, 1977, S. 91–113.
- [Chadwick et al., 1998] M.B. Chadwick, P.G. Young, S. Chiba, S.C. Frankle, G.M. Hale, G. Hughes, A.J. Koning, R.C. Little, R.E. MacFarlane, R.E. Prael, L.S. Waters. Cross Section Evaluations to 150 MeV for Accelerator-Driven Systems and Implementation in MCNPX. Los Alamos National Laboratory, LA-UR-98-1825, 1998.
- [Charallais et al., 2009] F. Charollais et. al. IRIS Program: IRIS4 First Results. *Transactions of the 13th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM)*, Wien, 22.–25. März 2009.
- [Chen et al., 2003a] Y. Chen, U. Fischer, P. Pereslavitsev, W. Wasastjerna. The EU Power Plant Conceptual Study - Neutronic Design Analyses for Near Term and Advanced Reactor Models. FZ Karlsruhe, 2003.

- [Chen et al., 2003b] Y. Chen, U. Fischer, P. Pereslavytsev. Neutronic design issues of the WCLL and HCPB power plant models. *Fusion Engineering and Design*, 69, 2003.
- [Chen und Wu, 2003] Y. Chen und Y. Wu. Effect of Fusion Neutron Source Numerical Models on Neutron Wall loading in a D-D Tokamak Device. *Plasma Science and Technology* Vol. 5, Februar, 2003.
- [Chidley, 1986] B.G. Chidley. CW Accelerators Suitable for Spallation Neutron Sources, *Nuclear Instruments and Methods A*, Volume 249, Issue 1, 1986, S. 102-115.
- [Cho, 2000] Y. Cho. Reliability and Availability of High Power Proton Accelerators, Utilization and Availability of High Power Proton Accelerators, Workshop Proceedings, Mito, Japan October, 1998, S. 227-238, OECD Report, 2000.
- [Cho, 2004] Y. Cho. Spallation Neutron Source. <http://www.akpa.org/articles/ycho.pdf> (Stand 2009), 2004.
- [Chou, 2003] W. Chou. Spallation Neutron Source and Other High Intensity Proton Sources, *FERMILAB-Conf-03/012*, 2003.
- [Clark et al., 2004] C.R. Clark, T.C. Wiencek, M.R. Finlay, R.L. Briggs, D.M. Wachs, S.L. Hayes, G.L. Hofman, C.J. Mothershead. Update on Fuel Fabrication Development and Testing at Argonne National Laboratory. 26th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Vienna International Centre, Wien, Österreich, 07.–12. November 2004.
- [Cloth et al., 1988] P. Cloth, et al. HERMES - A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies. *Kernforschungsanlage Jülich GmbH*, 1988.
- [Cochran, 1984] T. B. Cochran, W. Arkin, M. M. Hoenig. U.S. Nuclear Forces and Capabilities. *Nuclear Weapons Databook*, Vol. 1, Ballinger, Cambridge, 1984, S. 23.
- [Cochran und Paine, 1995] T.B. Cochran und C.E. Paine. *Nuclear Weapons Databook: The Amount of Plutonium and Highly-Enriched Uranium Needed for Pure Fission Nuclear Weapons*. 1995.
- [Cook et al., 2005] I. Cook, N. Taylor, D. Ward, L. Baker, T. Hender. Accelerated development of fusion power. *UKAEA FUS 521*, Februar 2005.
- [Coursey et al., 2005] J.S. Coursey, D.J. Schwab, R.A. Dragoset. Atomic Weights and Isotopic Compositions (version 2.4.1). Online Verfügbar: <http://physics.nist.gov/Comp> (Stand 29. April 2009). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2005. Original veröffentlicht als T.B. Coplen. Atomic Weights of the Elements 1999. *Pure Appl. Chem.* 73(4), 667, 2001; K.J.R. Rosman und P.D.P. Taylor, Isotopic Compositions of the Elements 1997, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 27(6), 1275, 1998; G. Audi und A.H. Wapstra. The 1995 Update To The Atomic Mass Evaluation. *Nuclear Physics A* 595(4), 409, 1995.

- [Croff, 1980] A. G. Croff. A User's Manual for the ORIGEN2 Computer Code. ORNL/TM7175, Oak Ridge National Laboratory, Juli 1980.
- [DOE, 1999] A Roadmap for Developing Accelerator Transmutation of Waste (ATW) Technology. A Report to Congress, Dep. of Energy, Oktober 1999.
- [Dresner, 1962] L.W. Dresner. Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-196, 1962.
- [Dubbers, 2006] D. Dubbers. The Institute Laue-Langevin and its Role in Neutron Science, Presentation at the ILL Millennium Symposium and European User Meeting, Grenoble, April 27–29, 2006.
- [ENDF, 2001] Cross Section Evaluation Working Group. ENDF-102 Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y., BNL-NCS-44945-01/04-Rev, 2001.
- [Englert, 2004] M. Englert. Neutronenphysikalische Berechnungen zur Analyse von Nichtverbreitungsaspekten bei Spallationsneutronenquellen. Diplomarbeit, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, März 2004.
- [Englert, 2005a] M. Englert. Ein Konzept präventiver Rüstungskontrolle - Fallbeispiel neue Nukleartechnologien (Spallationsneutronenquellen). AFK Nachwuchskonferenz „Krieg, Gewalt und der prekäre Frieden“, Europa-Institut, Bocholt, Januar 2005.
- [Englert, 2005b] M. Englert. The Proliferation Risks of Spallation Neutron Sources? International Network of Scientists Against Proliferation, INESAP Information Bulletin, April 2005, S. 58–62.
- [Englert et al., 2006a] M. Englert, W. Liebert, C. Pistner. Neutronics Calculations for the Assessment of Proliferation Risks Associated with Spallation Neutron Sources. J. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 562 Issue 2, 2006, S. 557–560.
- [Englert et al., 2006b] M. Englert, A. Glaser, W. Liebert. Optimization Calculations for Use of Monolithic UMo Fuel in High Flux Research Reactors, Transactions of the 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), April 30 - 3 May, 2006, Sofia, Bulgaria, 235-239.
- [Englert et al., 2006c] M. Englert, A. Glaser, W. Liebert. Untersuchungen zu technischen Potentialen für die Umrüstung des Forschungsreaktors München II. Endbericht eines BMBF-geförderten Forschungsprojektes, Juli 2007.
- [Englert und Liebert, 2006] M. Englert, W. Liebert. Investigating the Potential of Monolithic UMo for the Conversion of FRM-II, Proceedings of the 28th Reduced Enrichment for Research and Materials Test Reactors (RERTR) Meeting, Cape Town, South Africa, October 29 - November 2, 2006.

- [Englert und Liebert, 2007] M. Englert, W. Liebert. Neutronic Calculations for Conversion of One-Element Cores From HEU to LEU Using Monolithic UMo Fuel, Transactions of the 11th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), 11-15 March 2007, Lyon, France.
- [Englert und Pistner, 2008a] M. Englert, C. Pistner. Der Stoff für die Bomben, Zugriffs- und Beseitigungswege. Wissenschaft und Frieden, Volume 26 (Rüstungsdynamik und Renuklearisierung), 1/2008.
- [Englert und Liebert, 2008a] M. Englert, W. Liebert. Using Monte Carlo Instrumentation Codes for the Optimization of High Flux Research Reactors, Transactions of the 12th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), 2 - 5 March, 2008, Hamburg, Germany.
- [Englert und Pistner, 2008b] M. Englert, C. Pistner. Rapporteur Summary of Fourth Session: Safe Fuel Supply for Civilian Nuclear Power Stations and the Risk of Nuclear Proliferation. The Future of Non-Proliferation. Transactions of the 17th International Amaldi Conference, 14.-16. March 2008, Hamburg, Germany (to be published).
- [Englert und Liebert, 2008b] M. Englert, W. Liebert. Assessing Performance Changes Due To Conversion at FRM-II with Combined Reactor and Virtual Instrument Simulations, Proceedings of the 30th Reduced Enrichment for Research and Materials Test Reactors (RERTR) Meeting, Washington, United States, October 6-10, 2008.
- [Englert et al., 2009] M. Englert, W. Liebert, C. Pistner. Kernwaffenrelevante Materialien und präventive Rüstungskontrolle – Behandelt an den Beispielen: Uranfreie Brennstoffe zur Plutoniumbeseitigung und Spallationsneutronenquellen. Forschungsbericht zur Projektförderung durch die Deutsche Stiftung Friedensforschung – DSF, Projektbericht 2007, Druckfassung April 2009.
- [ESS-III, 1996] ESS-III. The European Spallation Source Study. Volume III (The Technical Study), ESS-96-53-M, 1996.
- [Faghihi et al., 2008] F. Faghihi, H. Havasi, M. Amin-Mozafari. Plutonium-239 production rate study using a typical fusion reactor. Annals of Nuclear Energy 35. 2008, S. 759–766.
- [Feiveson, 1978] H. Feiveson. Proliferation Resistant Nuclear Fuel Cycles. Ann. Rev. Energy 3, 1978, S. 357–394.
- [Filges et al. , 2001] D. Filges, F. Goldenbaum, M. Enke, J. Galin. Spallation Neutron Production and the Current Intra-Nuclear Cascade and Transport Codes. The European Physical Journal A 11, 2001, S. 467–490.
- [Finlay, et al., 2007] M. Finlay, D.M. Wachs, A. Robinson, G.L. Hofman. Post Irradiation Examination of Monolithic Mini-Fuel Plates from RERTR-6 & 7. Transactions

- of the 9th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Budapest, Ungarn, 10.–13. April 2005, S. 60–68.
- [Fischer, 1985] D. Fischer und P. Szasz. Safeguarding the Atom – A Critical Appraisal. SIPRI, London/Philadelphia, Taylor&Francis, 1985.
- [Forsberg, 1998] C.W. Forsberg, C.M. Hopper, J.L. Richter, H.C. Vantine. Definition of Weapons-Usable Uranium-233. Oak Ridge National Laborator, 1998.
- [Fraser et al., 1965] J.S. Fraser, R.E. Green, J.W. Hilborn, J.C.D. Milton, W.A. Gibson, E.E. Gross, A. Zucker. Neutron Production in Thick Targets Bombarded By High Energy Protons. Physics in Canada 21, Nr. 2, 1965, S. 18.
- [Fraser, 1981] J.S. Fraser. A Review of Prospects for Accelerator Breeder. Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River Nuclear Laboratories, AECL-7260, 1981.
- [FRM, 2005] Annual Report 2005. Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRMII), 2005.
- [FRM, 2006] Annual Report 2006. Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRMII), 2006.
- [GAO, 2005] United States Government Accountability Office (GAO). Nuclear Non-proliferation – IAEA has strengthened its safeguards and nuclear security program, but weaknesses need to be addressed. GAO-06-93, Oktober 2005.
- [Gardner, 1998] I.S.K. Gardner. A Review of Spallation Neutron Source Accelerators. Sixth European Particle Accelerator Conference (EPAC), Stockholm, 22 to 26 June 1998.
- [Gaubatz, 1999] W. Gaubatz. Rechnerische Optimierung der sekundären Neutronenquellen des neuen Münchner Forschungsreaktors FRM-II, Dissertation, Institut für Experimentalphysik E2I, Technische Universität München, 1999.
- [Gaubatz und Gobrecht, 2000] W. Gaubatz und K. Gobrecht. The FRM-II cold neutron source. Physica B 276-278, 2000, S. 104–105.
- [Gil, 2001] C. S. Gil. Generation of the Continuous Energy Cross Section Data for the MCNP Code. Nuclear Data Evaluation Laboratory, Korea Atomic Energy Research Institute, Yusong-gu, Daejeon, Korea, 2001.
- [Gilinsky, 2004] V. Gilinsky, M. Miller, H. Hubbard. A Fresh Examination of the Proliferation Dangers of Light Water Reactors. Nonproliferation Policy Education Center, Report, 2004.
- [Gilmore et al., 1988] J.S. Gilmore, G.J. Russell, H. Robinson, R.E. Prael. Fertile-to-Fissile and Fission Measurements for Depleted Uranium and Thorium Bombarded by 800-MeV Protons. Nuclear Science and Engineering 99, 1988, S. 41–52.

- [Glaser, 1998] A. Glaser. Abbrandrechnung für ein System zur Eliminierung von Waff plutonium, Technische Universität Darmstadt, 1998 – Diplomarbeit.
- [Glaser, 2005a] A. Glaser. Neutronics Calculations Relevant to the Conversion of Research Reactors to Low-Enriched Fuel. Dissertation, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2005.
- [Glaser, 2005b] A. Glaser. About the Enrichment Limit for Research Reactor Conversion: Why 20%. Proceedings of the 27th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Boston, Massachusetts, USA, 6.–10. November 2005.
- [Glaser, 2007] A. Glaser. Performance Gain with Low-Enriched Fuel and Optimized Use of Neutrons, Transactions of the 29th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Prague, Czech Republic, September 23–27, 2007.
- [Greneche, 2008] A Practical Tool to Assess the Proliferation Resistance of Nuclear System: The SAPRA Methodology. ESARDA Bulletin, Nr. 39, Oktober 2008.
- [Grunwald et al., 2002] Armin Grunwald et al.. Kernfusion – Sachstandsbericht, Büro für Technikfolgenabschätzung beim Deutschen Bundestag (TAB), Arbeitsbericht Nr. 75, Berlin, 2002
- [Gsponer, 1980] A. Gsponer. Particle Accelerators and Fusion Technologies: Implications on Horizontal and Vertical Proliferation of Nuclear Weapons. GIPRI (Geneva International Peace Research Institute), 1980.
- [Gsponer, 1997] A. Gsponer. Fourth Generation Nuclear Weapons. INESAP, Technical Report No.1, 1997.
- [Gsponer und Hurni, 2008] A. Gsponer, J.P Hurni. ITER: The International Thermo-nuclear Experimental Reactor and the Nuclear Weapons Proliferation Implications of ThermonuclearFusion Energy Systems. ISRI0401.17, 2008.
- [Gudowski et al., 2001] W. Gudowski, C. Broeders, S. Chigrinov, Y. Kadi, A. Kievitskaya, H. Klippel, I. Slessarev, A. Stanculescu. IAEA Benchmark on Accelerator-driven Systems. Accelerator Applications/ Accelerator-driven Transmutation Technology and Applications 01 (AccApp/ADTTA 01). American Nuclear Society (ANS) Winter Meeting Embedded Topical Meeting, Reno, Nevada, USA, 11.–15. November 2001.
- [Hanan et al., 1996] N. A. Hanan, S. C. Mo, R. S. Smith, J. E. Matos. An Alternative LEU Design for the FRM-II. 19th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors, Seoul, Korea, 07.–10. Oktober, 1996.

- [Heidenreich et al., 2003] G. Heidenreich, I. Ziegler, E. Schachinger. Design of High Power Beam Dumps and Collimators. ICANS-XVI, 16th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, 2003.
- [Heising-Goodman, 1980] C.D. Heising-Goodman. An evaluation of the plutonium de-naturing concept in an effective safeguards method. In: Nuclear Technology 50, 1980, S. 242–251.
- [Hilscher et al., 1998] D. Hilscher, U. Jahnke, F. Goldenbaum, L. Pienkowski, J. Galin, B. Lott. Neutron Production by Hadron-Induced Spallation Reactions in Thin and Thick Pb and U Targets from 1 to 5 GeV. In: Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A 414, 1998, S. 100–116.
- [Hofman und Meyer, 2002] G.L. Hofman und M.K. Meyer. Progress in Irradiation Performance of Experimental Uranium-Molybdenum Dispersion Fuels. In: Proceedings of the 24th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), San Carlos de Bariloche, Argentina, 3.–8. November 2002.
- [Hofman und Snelgrove 2003] G.L. Hofman, J.L. Snelgrove, S.L. Hayes, M.K. Meyern, C.R. Clark. Progress in Postirradiation Examination and Analysis of Low-Enriched U-Mo Research Reactor Fuels. Transactions of the 7th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Aix-en-Provence, Frankreich, 09.–12. März 2003, S. 43–49.
- [Hofman et al. 2004] G.L. Hofman, Y.S. Kim, M.R. Finlay, J.L. Snelgrove, S.L. Hayes, M.K. Meyer, C.R. Clark, F. Huet. Recent Observations at the Postirradiation Examination of Low-Enriched U-Mo Miniplates Irradiated to High Burnup. Transactions of the 8th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), München, Deutschland, 21.–24. März 2004, S. 53–58.
- [Hofman et al., 2006] G.L. Hofman, Y.S. Kim, H.J. Ryu, J. Rest, D.M. Wachs, M.R. Finlay. Attempt to Solve the Instability in the Irradiation Behaviour of Low Enriched U-Mo/Al Dispersion Fuel. 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Sofia, Bulgarien, 30. April–3. Mai 2006, S. 34–37.
- [Hohmann, 2008] L. Hohmann. Neutronenphysikalische Untersuchung homogener ThO_2 - PuO_2 -Brennstoffe in Hinblick auf Proliferationsrelevanz und ihr Potential zur Plutoniumbeseitigung. Bachelorarbeit, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2008.
- [Holdren et al., 1989] John P. Holdren et al. Report of the Senior Committee on Environmental, Safety, and Economic Aspects on Magnetic Fusion Energy (ESECOM). Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53766, 1989.
- [IAEO-INFCIRC 66] IAEA Information Circular 66. The Agency’s safeguards.

- [IAEO-INFCIRC 153] IAEA Information Circular 153. Structure and Content of Agreements between the Agency and States required in connection with the Treaty on the Non-Proliferation of Nuclear Weapons. (Comprehensive Safeguards)
- [IAEO-INFCIRC 274] IAEA Information Circular 274. The Convention on the Physical Protection of Nuclear Material.
- [IAEO-INFCIRC 549] IAEA Information Circular 549. Regarding the Management of Plutonium.
- [IAEA, 2001] IAEA Safeguards Glossary, 2001 Edition, International Nuclear Verification Series No. 3.
- [IAEA, 2002a] Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles, A Comparative Study, IAEA, 2002.
- [IAEA, 2002b] Proliferation Resistance Fundamentals for Future Nuclear Energy Systems, IAEA, STR-332, 2002.
- [IAEA, 2003] International Atomic Energy Agency (IAEA). Safeguards Techniques and Equipment. International Nuclear Verification Series No.1, 2003.
- [IAPWS, 2007] Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam. International Association for the Properties of Water and Steam, 2007.
- [Ignatyuk et al., 1975] A. V. Ignatyuk et al. Sov. J. Nucl. Phys. 21, 1975, S. 256.
- [Iljinov et al., 1994] A.S. Iljinov, M.V. Kazarnovsky, E.Y. Paryev. Intermediate-Energy Nuclear Physics. CRC Press, 1994.
- [INFCE, 1980] International Fuel Cycle Evaluation (INFCE). IAEA, Wien, (8 Bände), 1980.
- [IPFM, 2006] Global Fissile Material Report. First Report of the International Panel on Fissile Materials (IPFM). Program on Science and Global Security, Princeton University, 2006.
- [Jarousse et al., 2006] C. Jarousse, P. Lemoine, W. Petry. Monolithic UMo Full Size Prototype Plates Manufacturing Development Status as of April 2006. Transactions of the 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Sofia, Bulgarien, 30. April–3. Mai 2006, S. 38–41.
- [Jarousse et al., 2009] C. Jarousse, L. Halle, W. Petry, R. Jungwirth, A. Röhrmoser, W. Schmid. FRM-II and AREVA-CERCA Common Effort on Monolithic UMo Plate Production. Transactions of the 13th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Wien, 22.–25. März 2009.

- [Jarvis, 1994] O. N. Jarvis. Neutron measurement techniques for tokamak plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion* 36, 1994, S. 209-7.44.
- [Jauch et al., 1986] U. Jauch, V. Karcher, B. Schulz. Thermophysical Properties in the System Li-Pb. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 4144, September 1986.
- [Johnson und Chasanov, 1963] I. Johnson und M.G. Chasanov. Uranium Solubility in Liquid Gallium, Indium, Thallium and Lead, *Transactions of the American Society for Metals*, 56, 1963, S. 272.
- [Junhans et al., 1998] A.R. Junghans, M. de Jong, H.-G. Clerc, A.V. Ignatyuk, G.A. Kudyaev, K.-H. Schmidt. Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density. *Nuclear Physics A* 629, 1998, S. 635-655.
- [Kalinowski, 1995] M.B. Kalinowski. International Control of Tritium to Prevent Horizontal Proliferation and to Foster Nuclear Disarmament, *Science and Global Security*, Vol. 5, 1995, S. 131-203.
- [Kalinowski, 2004] M.B. Kalinowski. International Control of Tritium for Nuclear Non-proliferation and Disarmament. *Science and Global Security Monograph Series*, 2004.
- [Kang2001] J. Kang, F v. Hippel. U-232 and the Proliferation-Resistance of U-233 in Spent Fuel. *Science & Global Security*, Vol. 9, 2001, S. 1-32
- [Kankeleit et al., 1989] E. Kankeleit, C. Küppers, U. Imkeller. Bericht zur Waffentauglichkeit von Reaktorplutonium. IANUS, IANUS-Arbeitsbericht, 1989.
- [Kessler, 2006] G. Kessler. Analysis for a Future Proliferation Resistant Plutonium Fuel Cycle. *Atomwirtschaft (atw)* 51, Nr. 5, 2006, S. 337-340.
- [Kessler, 2007] G. Kessler. Plutonium Denaturing by ^{238}Pu . *Nuclear Science and Engineering* 155, 2007, S. 53-73.
- [Kim 2005] C.K. Kim, K.H. Kim, J.M. Park, H.J. Ryu, Y.S. Lee, D.B. Lee, S.J. Oh, H.T. Chae, C.G. Seo, C.S. Lee. Progress of the KOMO-3 Irradiation Test for Various UMo Dispersion and Monolithic Fuels to Overcome the Interaction Problem in U-Mo/Al Dispersion Fuel. *Proceedings of the 27th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR)*, Boston, Massachusetts, USA, 06.-10. November 2005.
- [Kim, 2009] Y.S. Kim und G.L. Hofman. Effect of Si Addition in Al in U-Mo/Al Dispersion Plates: Observations from Side-By-Side Irradiations From RERTR-6, -7a, -9a and -9b. *Transactions of the 13th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM)*, Wien, 22.-25. März 2009.
- [Kütt, 2007] M. Kütt. Proliferationsproblematik beim Umgang mit Plutoniumbrennstoffen: Abbrandrechnungen zur Rolle von Pu-238. Bachelorarbeit, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2007.

- [Koptelov et al., 2005] E.A. Koptelov, V.A. Fedchenko, O.N. Goncharenko, M.I. Grachev, L.V. Kravchuk, V.A. Matveev, A.D. Perekrestenko, Yu.V. Ryabov, S.F. Sidorkin. Spallation Neutrons at INRAS . A Facility Status Report. ICANS-XVII 17th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources April 25-29, 2005 Santa Fe, New Mexico.
- [Landolt-Börnstein, 1998] Landolt-Börnstein - Group IV Physical Chemistry, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Volume 5I, 1998.
- [Lagniel, 1998] J-M. Lagniel. High-Intensity LINAC Studies in France. In: C.E. Eyberger (Hrsg.), R.C. Pardo, M.M. White. Proceedings of the XIX international LINAC Conference. Chicago, 22.-28. August 1998.
- [Lazarev und Kozodaev, 2000] N. V. Lazarev; A. M. Kozodaev. Superpowerful Linear Proton Accelerators for Neutron Generators and Electoronuclear Setups (review of projects), Atomic Energy 89 (6), 2000, S. 968-981.
- [Lazarev, 2002] N.V. Lazarev. Brief Handbook of Accelerator Facilities, Some Special Terms and Institutions Addresses, Preprint ITEP 18-021, 2002.
- [Leenaers et al. 2008] A. Leenaers, S. van den Berghe, M.-C. Anselmet, J. Noirot, P. Lemoine, A. Röhrmoser, W. Petry. Irradiation Behavior of Atomized and Ground U(Mo) Dispersion Fuel, Proceedings of the 30th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR). Washington, USA, 06.-10. Oktober 2008.
- [Lemoine et al. 2004] P. Lemoine, J.L. Snelgrove, N. Arkhangelsky, L. Alvarez. UMo Dispersion Fuel Results and Status of Qualification Programs. Transactions of the 8th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), München, Deutschland, 21.-24. März 2004, S. 31-40.
- [Lemoine, 2005] P. Lemoine. Status of the French Programme for the Development and the Qualification of High Density Fuel for the JHR Project. Proceedings of the 27th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Boston, Massachusetts, USA, 06.-10. November 2005.
- [Letourneau et al., 2000] A. Letourneau, J. Galin, F. Goldenbaum, B. Lott, A. Peghaire, M. Enke, D. Hilscher, U. Jahnke, Nünighoff, D. Filges, R.D. Neef, N. Paul, H. Schaal, G. Sterzenbach, A. Tietze. Neutron Production in Bombardments of Thin and Thick W, Hg, Pb Targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV Protons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 170, 2000, S. 299-322.
- [Liebert, 1995] W. Liebert. Viel Wind um HEU - Die Kritik am neuen Garching Forschungreaktor verstummt nich. Wissenschaft und Frieden, 13. Jg, Nr. 4, 1999, S. 42-46.

- [Liebert et al., 1999] W. Liebert, R. Bähr, A. Glaser, L. Hahn, C. Pistner. Fortgeschrittene Nuklearsysteme - Review Study, Schweizerischer Wissenschafts- und Technologierat, TA 34/1999, Bern, April 1999.
- [Liebert, 2005] W. Liebert. Proliferationsresistenz – Risiken und notwendige Schritte zur effektiven Eindämmung der nuklearen Proliferation. In: C. Mölling, G. Neuneck. Die Zukunft der Rüstungskontrolle. Hamburg, 2005, S. 224–235.
- [Lisowski, 1994] Lisowski et al. Accelerator Production of Tritium Physics Benchmark Experiment. LA-UR-94-3213, 1994.
- [Loewenhaupt und Pyka, 1999] M. Loewenhaupt und N.M. Pyka. Design of the triple-axis spectrometer PANDA at the high-Flux reactor FRM-II of Garching, Physica B 267-268 Fig. 2, 1999, S. 336-340.
- [Madland, 1988] D.G. Madland. Recent Results in the Development of a Global Medium-Energy Nucleon-Nucleus Optical-Model Potential. In: B. Strohmaier (Hrsg.). Proceedings of a Specialist's Meeting on Preequilibrium Reactions. Semmering, Österreich, Februar 1988.
- [Magill und Peerani, 1999] J. Magill und P. Peerani. (Non-) Proliferation Aspects of Accelerator Driven Systems. J. Phys. IV France 9, 1999, S. 167–181.
- [Maisonnier et al., 2005] D. Maisonnier, I. Cook et al. A Conceptual Study of Commercial Fusions Power Plants. EFDA-RP-RE-5.0, April 2005.
- [Magaud und Vaguères, 2002] Ph. Magaud und F. Le Vaguères. Annual Report of the Association EURATOM/CEA. TW1-TTMS-003-D12, 2002.
- [Mark, 1993] J. C. Mark. Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium. Science and Global Security, 41, 1993, S. 111–128.
- [Meyer et al. 2006a] M.K. Meyer, R. Ambrosek, R. Briggs, G. Chang, S.R. Clark, J.F. Jue, D.D. Keiser, D.M. Meyer, G.A. Moore, K.A. Moore, D.M. Wachs, J.M. Wight, J.F. Williams, M.R. Finlay, G.L. Hofman, Y.S. Kim, I. Prokofiec, H.J. Ryu, J.L. Snelgrove, T.C. Wiencek. Progress in the RERTR Fuel Development Program. Transactions of the 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Sofia, Bulgarien, 30. April–03. Mai 2006, S. 29–33.
- [Meyer et al. 2006b] M.K. Meyer, R. Ambrosek, R. Briggs, G. Chang, S.R. Clark, J.F. Jue, D.D. Keiser, D.M. Meyer, G.A. Moore, K.A. Moore, D.M. Wachs, J.M. Wight, J.F. Williams, M.R. Finlay, G.L. Hofman, Y.S. Kim, I. Prokofiec, H.J. Ryu, J.L. Snelgrove, T.C. Wiencek. Progress in the RERTR Fuel Development Program, presented at the 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Sofia, Bulgarien, 30. April–03. Mai 2006, S. 29–33.
- [Mezei, 1997] F. Mezei., The Raison d'Etre of Long Pulse Spallation Sources, Journal of Neutron Research, 6, 1997, S. 6-33.

- [Mo et al., 1995] S. C. Mo, N. A. Hanan, J. E. Matos. Comparison of the FRM-II HEU Design With an Alternative LEU Design. 18th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors, Paris, Frankreich, 18.–21. September 1995.
- [Nakagawa, 1995] T. Nakagawa. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version 3, Revision2. Journal of Nuclear Science and Technology, 32 (1995), Nr. 1259.
- [OECD, 2000a] High-Intensity Proton Beam Facilities. OECD Global Science Forum Workshop on Strategic Policy Issues Paris, September 25/26, 2000.
- [OECD, 2000b] Utilization and Availability of High Power Proton Accelerators, Workshop Proceedings, Mito, Japan October, 1998, OECD Report, 2000, S. 227-238.
- [OECD, 2001] Innovative Nuclear Reactor Development: Opportunities for International Co-operation. A joint project of the International Energy Agency, the OECD Nuclear Energy Agency and the International Atomic Energy Agency, 2001.
- [OECD, 2006] Accelerator and Spallation Target Technologies for ADS Applications, A Status Report, OECD, 2005.
- [OECD, 2007] Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation, Ninth Information Exchange Meeting, Nimes, France, OECD, 2007.
- [Pasqualini, 2005] E. Pasqualini. Dispersed (Coated Particles) and Monolithic (Zircalloy-4 Cladding) UMo Miniplates. Proceedings of the 27th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Boston, Massachusetts, USA, 06.–10. November 2005.
- [Pasqualini, 2008] E. Pasqualini. Monolithic UMo Nuclear Fuel Plates with Non Aluminium Cladding. Transactions of the 12th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Hamburg, 02.–05. März 2008.
- [Pellaud, 2002] B. Pellaud. Proliferation Aspects of Plutonium Recycling. Journal of Nuclear Materials Management 31, Nr. 1, 2002, S. 30–38.
- [Pelowitz, 2008] D.B. Pelowitz. MCNPX User's Manual Version 2.6.0, LA-CP-07-1473, April 2008.
- [Petry, 2005] W. Petry. Performance of the new high flux neutron source FRM-II, 10th meeting of the International Group On Research Reactors IGORR, Washington, 2005.
- [Petry et al., 2008] W. Petry, A. Röhrmoser, P. Boulcourt, A. Chabre, S. Dubois, P. Lemoine, Ch. Jarousse, JL. Falgoux, S. van der Berghe, A. Leenaers. UMo full size plate irradiation experiment IRIS-TUM - a progress report. Transactions of the 12th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Hamburg, 02.–05. März 2008.

- [Pienkowski et al., 1997] L. Pienkowski, F. Goldenbaum, D. Hilscher, U. Jahnke. Neutron Multiplicity Distributions for 1.94 to 5 GeV/c Proton-, Antiproton-, Pion-, Kaon-, and Deuteron-Induced Spallation Reactions on Thin and Thick Targets. *Physical Review C* 56, Nr. 4, 1997, S. 1909–1917.
- [Pistner, 1998] C. Pistner. Entwicklung und Validierung eines Programmsystems für Zellabbrandrechnungen plutoniumhaltiger Brennstoffe, Technische Universität Darmstadt, 1998 – Diplomarbeit.
- [Pistner, 2006] C. Pistner. Neutronenphysikalische Untersuchungen zu uranfreien Brennstoffen. Dissertation, Fachbereich Physik, TU-Darmstadt, 2006.
- [Pitcher et al., 1997] E. Pitcher, G.J. Russell, R.B. Kidman, P.D. Ferguson, M. Todosow. Neutronic Design of the APT Target/Blanket, LA-UR-97-3627, 1997.
- [Prael, 1989] R.E. Prael. LA-UR-89-3014, Los Alamos National Laboratory, 1989.
- [Prael, 2000] R. E. Prael. RSICC Computer Code Collection. LAHET 2.8 Code System for High Energy Particle Transport Calculations. Oak Ridge National Laboratory, 2000.
- [Raeder, 1995] J. Raeder. Report on the Safety and Environmental Assessment of Fusion Power (SEAFP), Fusion Engineering and Design, Vol 29, 1995, 121-140.
- [Rehm et al., 2002] C. Rehm, M. Agamalian, F. Klose. Neutron Supermirrors: Design and Application. Report of the Optical Components Team, Spallation NeutronSource Project, Oak Ridge National Laboratory, May 2002.
- [Richter und Springer, 1998] D. Richter und T. Springer. A Twenty Years Forward Look at Neutron Scattering Facilities in the OECD Countries and Russia. OECD Technical Report, November 1998.
- [Riendeau et al., 1999] C.D. Riendeau, D.L. Moses, A.P. Olson. Proliferation Potential of Accelerator-Driven Systems: Feasibility Calculations. U.S. Department of Energy, K/NSP-778, 1999.
- [Ripert et al., 2008] M. Ripert, S. Dubois, J. Noirot et al.. Overview in High Density UMo Fuel In-Pile Experiments in OSIRIS Transactions of the 12th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Hamburg, 02.–05. März 2008.
- [Robinson et al., 2008] A.B. Robinson, D.M. Wachs, D.E. Burkes, D.D. Keiser. US RERTR Fuel Development Post Irradiation Examination Results, Proceedings of the 30th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Washington, USA, 06.–10. Oktober, 2008.

- [Röhrmoser, 1991] A. Röhrmoser. Neutronenphysikalische Optimierung und Auslegung eines Forschungsreaktors mittlerer Leistung mit Zielrichtung auf einen hohen Fluss für Strahlrohrexperimente. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität München, Juli 1991.
- [Röhrmoser et al. 2004] A. Röhrmoser, W. Petry, N. Wieschalla. Reduced Enrichment Program for the FRM-II Status 2004. Proceedings of the 26th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Vienna, Austria, 07.–12. November, 2004.
- [Röhrmoser et al. 2005] A. Röhrmoser, W. Petry, N. Wieschalla. Reduced Enrichment Program for the FRM-II Status 2005/05. Transactions of the 9th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Budapest, Hungary, 10.–13. April 2005, S. 119–125.
- [Röhrmoser et al. 2006] A. Röhrmoser, W. Petry, N. Wieschalla, P. Boulcourt, A. Chabre, P. Lemoine, J. Falgoux, C. Jarousse. Reduced Enrichment Program for FRM-II. 10th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Sofia, Bulgarien, 30. April–03. Mai 2006, S. 190–194.
- [Röhrmoser und Petry, 2009] A. Röhrmoser und W. Petry. Fuel Plate temperatures during operation of FRM II. Transactions of the 13th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Wien, 22.–25. März 2009.
- [Rotter und Schedler, 2001] M. Rotter und R. Schedler. McStas Simulation for PANDA, Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Dresden, 2001. (<http://www.physik.tu-dresden.de/iapd/downloads/report1a.pdf>)
- [Rowberg, 2001] R.E. Rowberg. The Department of Energy's Tritium Production Program. Congressional Research Service, RL30425, 2001.
- [Rubbia et al., 1995a] C. Rubbia. A High Gain Energy Amplifier Operated with fast Neutrons. In: E. Arthur (Hrsg.), A. Rodriguez und S.O. Schriber. Proceedings of the first International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, AIP, 25–29. Juli 1994, 1995.
- [Rubbia et al., 1995b] C. Rubbia, J.A. Rubio, S. Buono, F. Carminati, N. Fiétier, J. Galvez, C. Gelès, Y. Kadi, R. Klapisch, P. Mandrillon, J.P. Revol, Ch. Roche. Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier. CERN, CERN/AT/95-44 (ET), 1995.
- [Russell, 1995] G.R. Russell, E.J. Pitcher, L.L. Daemen. Introduction to spallation physics and spallation target design. AIP Conference Proceedings 346, 1995, S. 93–104.

- [Sabaiduc et al., 2007] V. Sabaiduc, J. Burbee, D. Du, K. Erdman, W. Gyles, R.R. Johnson, B. Kovac, A. Manigoda, S. Medianu, I. Popa, L. Popa, A. Terentyev, E. vanLier, R. Watt, B. Wilson, J. Wong, A. Zyuzin. High Current Operation of the ACSI TR30 Cyclotron. Proceedings of 18th Conference on Cyclotrons and their Applications, 2007.
- [Sardain et al., 2003] P. Sardain, B. Michel, L. Giancarli et al. Power Plant Conceptual Study – WCCl concept, Fusion Engineering and Design (69), 2003, S. 769–774.
- [Sardain, 2005] P. Sardain. The European Concepts of First Generation Fusion Power Plants. Präsentiert bei 1st IAEA Technical Meeting on First Generation of Fusion Power Plants: Design and Technology, 2005.
- [Schanzer et al., 2004] C. Schanzer, P. Böni, U. Filges, T. Hils. Advanced geometries for ballistic neutron guides, Nuclear Instruments and Methods A 529, 2004, p. 63-68.
- [Schaper et al., 1992] A. Schaper, W. Liebert, W. Smit und B. Elzen. New Technological Developments and the Non-Proliferation Regime — Re-directing and Constraining R&D: the Case of Laser Fusion, Laser Isotope Separation, and the Use of Highly Enriched Uranium. In: H. G. Brauch, H. J. v. d. Graaf, J. Grin, W. Smit (Hrsg.): Controlling the Development and Spread of Military Technology. Amsterdam: VU University Press 1992, S. 121–138.
- [Schaper, 2001] A. Schaper. Can Civilian Nuclear Power be More Proliferation-Resistant?, International Topical Workshop on Proliferation-Resistance in Innovative Reactors and Fuel Cycles, Como, Italien, 2001.
- [Serber, 1947] R. Serber. Nuclear Reactions at High Energies. Physical Review 72, 1947, S. 1114.
- [SIPRI, 1979] Stockholm International Peace Research Institute (SIPRI). Nuclear Energy and Nuclear Weapon Proliferation. London: Taylor&Francis, 1979.
- [Smith und Schneider, 2004] H.V. Smith und J.D. Schneider. Status Report on the Low-Energy Demonstration Accelerator (LEDA). <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0008/0008170.pdf> (Stand 2004).
- [Snelgrove et al. 2005] J.L. Snelgrove, P. Lemoine, L. Alvarez. High Density U-Mo Fuels Latest Results and Reoriented Qualification Programs. Transactions of the 9th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Budapest, Ungarn, 10.–13. April 2005, S. 60–68.
- [Sublette, 2009] C. Sublette. Nuclear Weapons frequently asked questions. <http://nuclearweaponarchive.org/> (Stand 2009), 2009.
- [Steinberg et al., 1976] M. Steinberg, T.V. Sheehan, J.R. Powell, H. Ludewig. Linear Accelerator Breeder (LAB). Brookhaven National Laboratory, BNL 50592, 1976.

- [Siwss Neutronics, 2008] Swiss Neutronics Website for Data. <http://www.swissneutronics.ch/>. Stand 2008.
- [Taieb et al., 2003] J. Taieb, K.-H. Schmidt, L. Tassan-Got, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas. Evaporation Residues Produced in the Spallation Reaction $^{238}\text{U}+p$ at 1 A GeV. Nuclear Physics A 724, 2003, S. 413–430.
- [Tang und Parker, 2001] V. Tang, R. Parker. The fusion-fission hybrid revisited: Preliminary analysis of a fusion driven thorium burner, IAEA International Workshop on Blanket and Fusion Concept for the Transmutation of Actinides, San Diego, CA, 2001.
- [TOPS, 2000] Annex, Attributes of Proliferation Resistance for Civilian Nuclear Power Systems, Report by the Task Force of the Nuclear Energy Research Advisory Committee (NERAC), Washington D.C., 2000.
- [TOPS, 2001] Technical Opportunities to Increase the Proliferation Resistance of Global Nuclear Power Systems (TOPS). Report by the Task Force of the Nuclear Energy Research Advisory Committee (NERAC), Washington D.C., 2001.
- [Tripathi, 1997a] R.K. Tripathi. New Parametrization of Neutron Absorption Cross Sections. NASA, Nr. 3656, 1997.
- [Tripathi et al., 1997b] R.K. Tripathi, F.A. Cucinotta, J.W. Wilson. Universal Parameterization of Absorption Cross Sections. NASA, Nr. 3621, 1997.
- [Vassil'kov et al., 1990] R.G. Vassil'kov, V.Y. Yurevich, V.G. Khoplin. Neutron Emission from an Extended Lead Target Under the Action of Light Ions in the GeV Region. Proceedings of ICANS-XI, Tsukuba, KEK-Report, 1991, S. 340–353.
- [Wachs et al., 2008a] D.M. Wachs, et al. Progress in US LEU Fuel Development. Transactions of the 12th International Topical Meeting on Research Reactor Fuel Management (RRFM), Hamburg, 02.–05. März 2008.
- [Wachs et al., 2008b] D. Wachs, C.C. Clark, R.J. Dunavant. Conceptual Process Description for the Manufacture of Low-Enriched Uranium-Molybdenum Fuel. INL/EXT-08-13840, 2008.
- [Wagner et al., 2008] W. Wagner, M. Seidel, E. Morenzoni, F. Groeschel, M. Wohlmuther, M. Daum. PSI status 2008–Developments at the 590 MeV proton accelerator facility. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 600, 2009, S. 5–7.
- [Weisskopf und Ewing, 1940] V.F. Weisskopf und D.H. Ewing. On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements. Physical Review 57, 1940, S. 472–485.
- [Wienke und Herman, 1998] H. Wienke, M. Herman. FENDL/MG-2.0 and FENDL/MC-2.0, The processed crosssection libraries for neutron-photon transport calculations. IAEA Wien, Report IAEA-NDS-176, Oktober 1998.

- [Willendrup et al., 2007] P. Willendrup, E. Farhi, K. Lefmann. User and Programmers Guide to the Neutron Ray-Tracing Package McStas, Version 1.11, Risø-R-1416, 2007.
- [Wilson und Costner, 1975] J. W. Wilson und C. M. Costner. Nucleon and Heavy-Ion Total and Absorption Cross Section for Selected Nuclei. NASA, TN D-8107, 1975.
- [Woolstenhulme et al., 2008] N.E. Woolstenhulme, G.A. Moore, W.D. Swank, D.C. Haggard, J.M. Wright. Fabrication of Contoured Monolithic Foils. Proceedings of the 30th International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR), Washington, USA, 06.–10. Oktober 2008.
- [Xu et al., 2002] Z. Xu, P. Hejzlar, M.J. Driscoll, M.S. Kazimi. An Improved MCNP-ORIGEN Depletion Program (MCODE) and its Verification for High Burnup Applications. PHYSOR, Seoul, Korea, 07.–10. Oktober 2002.
- [Xu, 2003] Z. Xu. Design Strategies for Optimizing High Burnup Fuel in Pressurized Water Reactors. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Januar 2003.
- [Yonai, 2008] S. Yonai, M. Baba, T. Nakamura, H. Yokobori, Y. Tahara. Extension of Spallation-Based BNCT Concept to Medium- to High-Energy Accelerators. Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 45, No. 5, 2008, S. 378–383.
- [Zeitelhack et al., 2006] K. Zeitelhack, C. Schanzer, A. Kastenmüller, A. Röhrmoser, C. Daniel, J. Franke, E. Gutmiedl, V. Kudryashov, D. Maier, D. Päthe, W. Petry, T. Schöffel, K. Schreckenbach, A. Urban, U. Wildgruber. Measurement of neutron flux and beam divergence at the cold neutron guide system of the new Munich research reactor FRM-II. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 560, 2006, S. 444.
- [Zheng und Wu, 2003] Z. Shanliang, W. Yican. Neutronic Comparison of Tritium-Breeding Performance of Candidate Tritium-Breeding Materials. Plasma Science & Technology, Vol. 5, No.5, 2003.

Danksagung

Für die Möglichkeit durch meine Arbeit als Wissenschaftler und Physiker zur konkreten Utopie einer zukünftigen kernwaffenfreien Welt einen kleinen Beitrag leisten zu dürfen, möchte ich mich vor allem bei der Interdisziplinären Arbeitsgruppe Naturwissenschaft Technik und Sicherheit (IANUS) bedanken. Insbesondere gilt dies Dr. Wolfgang Liebert, mit dem mich seit Jahren eine enge inhaltliche Zusammenarbeit und mehr als nur das verbindet, und Prof. Franz Fujara für die anregende Zusammenarbeit und Betreuung über die Jahre und für die Bereitstellung finanzieller Mittel. IANUS war stets ein Hort der Inspiration aber auch der Aufforderung zur kritischen Auseinandersetzung mit gesellschaftlich relevanten Themen im Spannungsfeld von Wissenschaft und Politik. Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich daher für die intellektuellen Anregungen der vergangenen Jahre danken, die meinen Horizont beständig erweitert haben. Insbesondere gilt dies für Regina Hagen, deren politisches Bewusstsein mich immer wieder aufgerüttelt hat, für Prof. Egbert Kankleit für viele sehr wertvolle und kritische Anregungen, sowie an die jüngeren Leute in der Arbeitsgruppe, mit denen es ein Vergnügen war zusammenzuarbeiten (Moritz Kütt, Fabio Balloni).

Besonders profitiert habe ich von den International Summer Symposia on Science and World Affairs, die dazu beigetragen haben, mich in meiner beruflichen Laufbahn in Richtung der naturwissenschaftlich orientierten Friedensforschung zu bewegen. Dr. David Wright und Dr. Lisbeth Gronlund sind die Erschaffer dieses für junge Leute so wichtigen Treffpunkts des internationalen Austauschs und ich möchte Ihnen für ihren unermüdlichen Einsatz danken.

Die Bearbeitung der Projekte war nicht ohne die Unterstützung von Experten möglich. So durfte ich am Argonne National Laboratory für eine Woche von den Erfahrungen der dortigen Experten am Reduced Enrichment for Research and Materials Test Reactors Program (RERTR) profitieren. Besonderen Dank gilt hier John Stevens für viele Diskussionen. Am Program for Science & Global Security der Princeton Universität war ich für eine Woche zu Gast, wofür ich besonders Alexander Glaser danken möchte. Darüberhinaus hatte ich die Möglichkeit an vielen Fachkonferenzen in der ganzen Welt teilzunehmen und mich dort mit den Experten auszutauschen. Nicht zuletzt haben dies auch die Institutionen ermöglicht, die meine Arbeit finanziell unterstützt haben, das Bundesministerium für Bildung und Forschung, die Berghof Stiftung für Konfliktforschung und die Deutsche Stiftung Friedensforschung.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen des Arbeitskreises Physik und Abrüstung der DPG und aus dem Forschungsverbund Naturwissenschaften, Abrüstung und internationale Sicherheit (FONAS). Dies gilt im besonderen Maße für Dr. Götz Neuneck und Dr. Jürgen Altmann, die mich als Nachwuchswissenschaftler stets unterstützt haben und dadurch auch am Zustandekommen der Arbeit beteiligt waren.

Besonderer Dank gilt auch an die ehemaligen IANUS-Mitglieder Dr. Alexander Glaser und vor allem Dr. Christoph Pistner, von denen ich so viel gelernt und soviel geerbt habe, ohne sie wäre ich heute nicht an dem Punkt die Danksagung meiner Dissertation zu schreiben.

Ohne die Unterstützung von Brigitte Schulda, der guten Seele von IANUS, wäre ebenfalls vieles im Argen geblieben und ich möchte ihr herzlich für ihre Unterstützung über die Jahre danken.

Meinen Eltern Gertraud Gromes-Schmid und Johannes Schmid möchte ich besonders danken für ihre ständige Bereitschaft mich zu unterstützen und den Rücken zu stärken. Auch meine Schwiegereltern Sonja und Harald Schmädig haben mich mannigfaltig unterstützt.

Mit außerordentlichem Dank möchte ich meine liebe Frau Katja Englert überschütten, die nicht nur in den letzten Wochen dafür verantwortlich war und ist, dass ich diese Arbeit überhaupt schreiben konnte und mir immer Mut zu gesprochen hat. Sie hat sich auch aufopferungsvoll um unsere kleine Tochter Luna Englert gekümmert und mir den Rücken freigehalten. Meiner Tochter gebührt natürlich in jedem Fall Dank, einfach so.

Lebenslauf

- 2009–2010 Science Fellow am Center for International Cooperation and Security (CISAC) der Stanford University in den Vereinigten Staaten.
- 2009 Promotion zum Dr. rer. nat. am Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt
- 2004–2009 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Interdisziplinären Arbeitsgruppe Naturwissenschaft, Technik und Sicherheit (IANUS) der Technischen Universität Darmstadt
- 2004 Abschluss zum Diplom Physiker am Fachbereich Physik der der Technischen Universität Darmstadt
- 1996–2004 Studium der Physik an der der Technischen Universität Darmstadt und an der Universidad Autónoma in Madrid.
- 1994–1997 Studium Maschinenbau an der der Technischen Universität Darmstadt (Abschluss des Vordiploms 1998)

